UNIVERSITÉ DE NEUCHATEL
FACULTÉ DES SCIENCES

SECTIONS EFFICACES PARTIELLES DES REACTIONS (K^- + PROTONS) ET PRODUCTION DES RÉSONANCES Y_0^* (1405), Y_0^{**} (1520) ET Y_1^* (1385) AVEC UN FAISCEAU DE K^- D'IMPULSION 1,5 GeV/c

THESE

présentée à la Faculté des Sciences
de l'Université de NEUCHATEL pour l'obtention du grade de Docteur ès sciences

par

ALFRED FRIDMAN
INGÉNIEUR E. S. M. E., LICENCIÉ ÈS SCIENCES

STRASBOURG
Reproduite au Département de Physique Corpusculaire du C. R. N.
1964

UNIVERSITÉ DE NEUCHATEL

FACULTÉ DES SCIENCES

SECTIONS EFFICACES PARTIELLES DES RÉACTIONS K^- + PROTONS ET PRODUCTION DES RÉSONANCES Y_1^* (1405), Y_1^* (1520) ET Y_1^* (1385) AVEC UN FAISCEAU DE K^- D'IMPULSION 1,3 GeV/c

THESE

présentée à la Faculté des Sciences

de l'Université de NEUCHATEL pour l'obtention du grade de Docteur ès sciences

par

ALFRED FRIDMAN

INGÉNIEUR I. S. M. E., LICENCIÉ ÈS SCIENCES

STRASBOURG

Représentant au Département de Physique Corpusculaire du C. R. N.

1964

UNIVERSITÉ DE NEUCHATEL

FACULTÉ DES SCIENCES

SECTIONS EFFICACES PARTIELLES DES REACTIONS (K^- + PROTONS) ET PRODUCTION DES RESONANCES Y_0^* (1405), Y_0^{**} (1520) ET Y_1^* (1385) AVEC UN FAISCEAU DE K^- D'IMPULSION 1,5 GeV/c

THESE

présentée à la Faculté des Sciences

de l'Université de NEUCHATEL pour l'obtention du grade de Docteur ès sciences

par

ALFRED FRIDMAN

INGÉNIEUR E. S. M. E., LICENCIÉ ÈS SCIENCES

STRASBOURG

Reproduite au Département de Physique Corpusculaire du C. R. N.

1964

U N I V E R S I T E D E N E U C H A T E L

Faculté des Sciences

La Faculté des sciences de l'Université de Neuchâtel, sur le rapport de Messieurs les professeurs

J. Rossel, P. Cüer, H. Filthut et Cl. Zangger autorise l'impression de la présente thèse sans exprimer d'opinion sur les propositions qui y sont contenues.

Neuchâtel, le 20 juillet 1964

Le doyen :

R. UNIV. BIBLIOTHEEK LEIDEN

Ch. Terrier

U N I V E R S I T E D E N E U C H A T E L

Faculté des Sciences

La Faculté des sciences de l'Université de Neuchâtel,
sur le rapport de Messieurs les professeurs

J. Bossel, P. Guer, H. Filthut et Cl. Zangger autorise l'impression
de la présente thèse sans exprimer d'opinion sur les propositions qui
y sont contenues.

Neuchâtel, le 20 juillet 1964

Le doyen :

Ch. Terrier

Université de NEUCHATEL - Faculté des Sciences

SECTIONS EFFICACES PARTIELLES DES REACTIONS (K^- + PROTONS) ET PRODUCTION DES RESONANCES Y_0^* (1405), Y_0^{**} (1520) ET Y_1^* (1385) AVEC UN FAISCEAU DE K^- D'IMPULSION 1,5 GeV/c

T H E S E

présentée à la Faculté des Sciences de l'Université de NEUCHATEL

pour l'obtention du grade de Docteur ès sciences

par

Alfred F R I D M A N

Ingénieur E.S.M.E., licencié ès sciences

STRASBOURG

Reproduite au Département de Physique Corpusculaire du C.E.N.

1964

Université de NEUCHATEL - Faculté des Sciences

SECTIONS EFFICACES PARTIELLES DES REACTIONS (K^- + PROTONS) ET PRODUCTION DES RESONANCES Y_0^* (1405), Y_0^{**} (1520) ET Y_1^* (1385) AVEC UN FAISCEAU DE K^- D' IMPULSION 1,5 GeV/c

T H E S E

présentée à la Faculté des Sciences de l'Université de NEUCHATEL

pour l'obtention du grade de Docteur ès sciences

par

Alfred F R I D M A N

Ingénieur E.S.M.E., licencié ès sciences

STRASBOURG

Reproduite au Département de Physique Corpusculaire du C.R.N.

1964

SECTIONS EFFICACES PARTIELLES DES REACTIONS (K^- + PROTONS) ET PRODUCTION DES RESONANCES Y_0^* (1405), Y_0^{**} (1520) ET Y_1^* (1385) AVEC UN FAISCEAU DE K^- D'IMPULSION 1,5 GeV/c

T H E S E

présentée à la Faculté des Sciences de l'Université de NEUCHATEL

pour l'obtention du grade de Docteur ès sciences

par

Ingénieur E.S.Y.E., licencié ès sciences

STRASBOURG

Reproduite au Département de Physique Corpusculaire du C.R.N.

INTRODUCTION THEORIQUE

CHAPITRE I.

INTERACTIONS FORTES

La production des particules étranges, créées par réactions K^- protons appartient à la catégorie des interactions fortes (1, 2, 3 et 4).

La théorie quantique des champs tente d'expliquer la création et l'absorption des particules, à partir du postulat de l'existence d'une densité lagrangienne, décrivant les particules libres ou en interaction. La connaissance de cette densité lagrangienne permettrait de connaître toutes les grandeurs d'un système physique, probabilités de transition, sections efficaces, ainsi que son évolution en fonction du temps.

Pour construire cette densité lagrangienne, on fait appel à des considérations générales d'invariance et de symétrie qui restreignent les formes que peuvent prendre ces lagrangiens.

Les premières conditions que l'on exige de la théorie, c'est qu'elle soit locale et invariante par transformation de LORENTZ (4, 8). La densité lagrangienne L (x, t) au point de coordonnées x, t est donc une fonction des coordonnées de ce point seulement, et d'autre part, c'est aussi une fonction scalaire ou pseudo-scalaire par rapport aux coordonnées de l'espace - temps.

INTERACTIONS FORTES

La théorie quantique des champs tente d'expliquer la création

toutes les grandeurs d'un système physique, probabilités de transition, sections efficaces, ainsi que son évolution en fonction du temps.

Pour construire cette densité lagrangienne, on fait appel à

les formes que peuvent prendre ces lagrangiens.

qu'elle soit locale et invariante par transformation de LORENTZ (§. 8). La densité lagrangienne L (x, t) au point de coordonnées x, t est donc une

de l'espace - temps.

Comme dans certains cas, la densité hamiltonienne $H'(x, t)$ peut se réduire à l'expression $H'(x, t) = - L(x, t)$, on exige que $L(x, t)$ soit une observable, ce qui se traduit par le fait que $L(x, t)$ doit être opérateur hermitique de l'espace d'HILBERT.

La densité lagrangienne est construite à partir des champs $\Phi(x, t)$ associés à chaque couple particule et son anti-particule. La propagation de ce champ $\Phi(x, t)$, opérateur non nécessairement hermitique de l'espace d'HILBERT, est décrite par l'équation de KLEIN-GORDON pour les champs de bosons et par l'équation de DIRAC pour les fermions.

Toute transformation qui laisse le lagrangien invariant, engendre un opérateur unitaire U de l'espace d'HILBERT, qui commute avec l'hamiltonien (2, 7). Pour que U soit une constante de mouvement (*), il faut que U soit une observable, donc hermitique. Si cela n'est pas le cas, on peut toujours poser :

$$U = e^{iW}$$

et l'unitarité de U a pour conséquence l'hermiticité de W. Comme

$$(U, H) = (e^{iW}, H) = 0$$

il vient

$$(W, H) = 0$$

W est une constante de mouvement (5, 7).

La découverte d'une constante de mouvement W est importante, car elle introduit une règle de sélection. Ainsi, si l'état initial est un état propre de l'opérateur W, l'état final le sera aussi avec la même valeur propre; donc, seules seront permises les interactions qui conservent cette valeur propre du nombre quantique du système total.

(*) On suppose que U ne dépend pas explicitement du temps

Les interactions fortes sont caractérisées par un certain nombre de lois de conservation érigées en critère des interactions fortes (tableau N° 2). Dans le langage quantique, cela se traduit par un ensemble d'opérateurs unitaires qui commutent chacun, séparément avec l'hamiltonien (5). On peut donc dire que L (x, t) doit être construit de telle manière que l'hamiltonien commute avec cet ensemble d'opérateurs.

Pour tenir compte du principe de l'indépendance de charge des interactions fortes, on utilise le formalisme de l'iso-espace, ce qui a pour effet d'introduire une nouvelle constante de mouvement T appelé isospin (2, 6, 9). Les particules élémentaires sont groupées en multiplets, chacun étant représenté par un scalaire, spineur ou vecteur de l'iso-espace (espace à trois dimensions) suivant que les différents états de charge des multiplets sont un, deux ou trois (tableau N° 1).

A chaque multiplet, est associé un vecteur T de l'iso-espace et la conservation de la charge revient à assurer la conservation de la troisième composante T_3 de l'isospin. Le principe de l'indépendance de charge se traduit dans ce formalisme par l'exigence que L(x, t) soit un scalaire dans l'iso-espace ou encore que T soit une constante de mouvement.

Toutes les lois de conservation caractérisant les interactions fortes sont résumées dans le tableau N° 2.

Dans le cadre de cette expérience, les lois de conservation utilisées sont la conservation de l'énergie et de l'impulsion de la charge électrique et baryonique ainsi que de l'étrangeté.

L'état initial $| K^- p >$ est caractérisé par certains nombres quantiques, valeurs propres des opérateurs correspondant aux invariances utilisées.

A part l'énergie et l'impulsion, ces nombres quantiques sont :

étrangeté	: S = - 1
charge électrique	: Q = 0
charge baryonique	: B = 1

[illegible]

[illegible] (2, 6, 9). Les particules élémentaires sont groupées en multiplets, [illegible] étant représenté par un scalaire, spineur ou vecteur de l'iso-espace (espace à trois dimensions) suivant que les différents états de charge des multiplets sont un, deux ou trois (tableau N° 1).

[illegible]

charge se traduit dans ce formalisme par l'exigence que L(x, t) soit un scalaire dans l'iso-espace ou encore que T soit une constante de mouvement.

Toutes les lois de conservation caractérisant les interactions fortes sont résumées dans le tableau N° 2.

Dans le cadre de cette expérience, les lois de conservation utilisées sont la conservation de l'énergie et de l'impulsion de la charge électrique et baryonique ainsi que de l'étrangeté.

L'état initial $|K^-p\rangle$ est caractérisé par certains nombres [illegible]

A part l'énergie et l'impulsion, ces nombres quantiques sont :

étrangeté : S = - 1

charge électrique : Q = 0

charge baryonique : B = 1

Les états finaux doivent donc posséder ces mêmes nombres quantiques. Avec l'aide d'une analyse cinématique de la production, on pourra identifier les produits obtenus par réaction K^-p.

D'autre part, la conservation de la parité est employée à la fin de ce travail, lorsqu'on tentera de voir si les particules résonnantes à très courte durée de vie, comme les Y_o^* et Y_o^{**}, par exemple, peuvent être produites par interaction périphérique.

Les autres invariances de l'hamiltonien, caractérisant les interactions fortes, ne sont pas utiles ici, puisque l'état initial n'est pas un état propre des opérateurs cités dans le tableau 2.

TABLEAU 1

Caractère dans l'iso-espace scalaire	particule	T	T_3	Etrangeté (S)
	λ	0	0	- 1
Spineur	N nucléon	1/2	p 1/2 n - 1/2	0
	Ξ	1/2	Ξ^o 1/2 Ξ - 1/2	- 2
	K	1/2	K^+ 1/2 K^o - 1/2	+ 1
Vecteur	π	1	π^+ 1 π^o 0 π^- - 1	0
	Σ	1	Σ^+ 1 Σ^o 0 Σ^- - 1	- 1

TABLEAU 2

Type d'invariance	Transformation correspondante qui laisse $L(x,t)$ invariant	Quantité ou nombre quantique conservé	Opérateur unitaire de l'espace d'HILBERT lié à l'invariance ou symbole utilisé	Validité de l'invariance dans les inter. faibles
Invariance par translation				
a) dans le temps	$t \to t + t'$	énergie E	$e^{-iEt'}$	oui
b) dans l'espace	$\vec{x} \to \vec{x} + \vec{a}$	impulsion p	$e^{-i\vec{p}\vec{a}}$	oui
Invariance par rotation autour de l'axe u.	$\vec{x} \to \vec{x} = R_u(\varphi)\vec{x}$	moment angulaire total J	$e^{-i\vec{J}\vec{u}}$	oui
Invariance par renversement d'espace	$a \to \vec{x}' = -\vec{x}$	$p = \pm 1$	p (10)	non
Invariance par renversement de temps	$t \to t' = -t$	ne donne lieu à aucune quantité conservée, mais a pour conséquence le théorème de réciprocité qui lie la probabilité d'une réaction avec sa réaction inverse		
Invariance par transformation de jauge				
a) baryonique	Les champs baryoniques subissent la transformation $\Phi^j(x) \to \Phi^j(x)e^{iB\alpha}$	Le nombre de baryons ou charge baryonique totale	U_B (10)	oui
b) électrique	Les champs des particules chargées se transforment : $\Phi^j(x) \to \Phi^j(x)e^{iQ\alpha}$	Charge électrique totale	U_Q (10)	oui
c) étrangeté	Les champs des particules étranges se transforment : $\Phi^j(x) \to \Phi^j(x)e^{is\alpha}$	Etrangeté totale	U_S (10)	non

TABLEAU

Type d'invariance	Transformation [illegible]	[illegible]	Opérateur unitaire de l'espace d'HILBERT lié à l'invariance	[illegible]
Invariance et translation				
a) dans le temps	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
b) dans l'espace	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
Invariance par rotation autour de l'axe [illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
Invariance par [illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
Invariance par [illegible]	[illegible]	ne donne lieu à aucune quantité conservée [illegible] a pour conséquence le théorème de réciprocité qui lie la probabilité d'une réaction avec [illegible] réaction inverse.		
Invariance par transformation de jauge				
a) baryoniques	Les champs baryoniques subissent la [illegible]	Le nombre de baryons ou charge baryonique totale	$U_B(10)$	oui
b) électriques	Les champs des particules chargées se transforment : $\phi^j(x) - \phi^j(x)e^{i\alpha}$	Charge électrique totale	$U_C(10)$	oui
c) [illegible]	Les champs des particules étranges se transforment : $\phi^j(x) - \phi^j(x)e^{is\alpha}$	Etrangeté totale	$U_S(10)$	non

Suite du TABLEAU 2

Invariance par conjugaison de charge	$\Phi \to n_c \Phi$ avec $\lvert n_c \rvert^2 = 1$ valable aussi pour les champs de Fermion dans la représentation de Majorana	$c = \pm 1$	$C^{(11)}$	non
Invariance par rapport à une rotation quelconque dans l'iso-espace	$\Phi \to \Phi\, e^{-iT\mu\alpha}$	spin isotopique total	T	non
Invariance par rotation $C.e^{-iT_2\pi}$	$C.e^{-iT_2\pi}$	parité isotopique $G = \pm 1$	$C.e^{-iT_2\pi}$	non

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

(1) MANDL. Introduction in quantum field theory.

(2) ROMAN. Theory of elementary particles.

(3) SCHWEBER, BETHE and DE HOFFMAN. Mesons and fields.

(4) SCHWEBER. An introduction in relativistic quantum theory.

(5) MESSIAH. Mecanique quantique. Tome 1;
Hagedorn's lectures C.E.R.N. 62-18

(6) MARSHAK and SUDARSHAN. Introduction to elementary particle physics.

(7) MANDL. Symetry properties of particles and fields. C.E.R.N. 60-40.

(8) MATTHEWS'S. Lectures. NYO 2097.

(9) BLATT and WEISSKOPF. Theroetical nuclear physics.

(10) SUDARSHAN. Proc. Ind. Acad. Sci. 49, 66 (1958) donne la solution explicite de P.

(11) WOLFENSTEIN and RAVENHALL. Phys. Rev. 88, 279 (1953) donne la solution explicite de C.

Suite de TABLEAU 1

Invariance par conjugaison de charge	$\phi \to \chi_c$ avec $(\chi_c)^2 = 1$ valable aussi pour les champs de Fermion dans la représentation de Majorana	$c = \pm 1$	$C(1)$	non
Invariance par rapport à une rotation quelconque dans l'iso-espace	$\phi \to \phi_e^{-iT\mu}$	spin isotopique total	T	non
Invariance par rotation $C_{e}^{-iT_2\pi}$	$C_{e}^{-iT_2\pi}$	parité isotopique $G = \pm 1$	$C_{e}^{-iT_2\pi}$	non

[illegible]

(1) MANDL. Introduction in quantum field theory.

(2) ROMAN. Theory of elementary particles.

(3) SCHWEBER, BETHE and DE HOFFMAN. Mesons and fields.

(4) [illegible]

(5) MESSIAH. Mecanique quantique. Tome 1; Hagedorn's lectures C.E.R.N. 62-18

(6) [illegible]

(7) [illegible]

(8) [illegible]

(9) [illegible]

(10) [illegible] explicite de P.

(11) [illegible]

CHAPITRE II.

RESONANCES PION - HYPERONS

On a découvert jusqu'à présent un certain nombre d'états baryons-mésons à durée de vie extrêmement courte (10^{-22} s) et qui se désintègrent par interactions fortes. Ces états, caractérisés par un ensemble de nombres quantiques, sont appelés résonances, car on peut aussi les considérer comme une résonance dans l'interaction entre les produits initiaux ou finaux.

Ainsi, la première résonance observée $N_{3/2\ 3/2}$ a été découverte par l'étude de la section efficace $\pi + p$ en fonction de l'impulsion incidente ou de l'énergie disponible dans le centre de masse de la production. Cette résonance de la section efficace est analogue à celle observée dans une réaction nucléaire lorsque l'impulsion de la particule incidente est telle que l'énergie de l'ensemble cible plus particule incidente corresponde à un niveau du noyau composé.

Toutes les caractéristiques des résonances connues se trouvent dans le tableau 3 pris dans "Proceedings of the International Conference on High Energy Physics" (C.E.R.N. 1962) auquel on a ajouté la résonance Y_1^* (1660) découverte en Juin 1963 (15).

Si on suppose que ces résonances sont des vraies particules, ce sont les nombres quantiques plutôt que les modes de désintégration qui différencient les résonances l'une de l'autre.

Il y a deux manières différentes de découvrir ces résonances, soit d'observer une résonance dans la variation de la section efficace baryon-meson en fonction de l'impulsion incidente, soit de chercher s'il y a eu par l'intermédiaire d'une réaction donnée production de résonance se désintégrant en un baryon et un méson.

1962 PION - MESONS

[illegible]

mésons à durée de vie extrêmement courte (10^{-22} s) et qui se désintègrent

sont appelés résonances, car on peut aussi les considérer comme

se dans l'interaction entre les produits initiaux ou finaux.

par l'étude de la section efficace $\pi + p$ en fonction de l'énergie incidente ou de l'énergie disponible dans le centre de masse de la production. Cette résonance de la section efficace est analogue à celle observée dans

telle que l'énergie de l'ensemble cible plus particule incidente correspondre à un niveau du noyau composé.

Si on suppose que ces résonances sont des virtuels particules, nous

d'observer une résonance dans la variation de la section efficace baryon-moyen en fonction de l'impulsion incidente, mais de chercher s'il y a un

téquant, en un baryon + un méson.

Lorsqu'on veut découvrir, comme dans ce travail, une résonance entre un pion et un baryon d'étrangeté non nulle, seule la deuxième méthode d'investigation est possible puisqu'il n'existe pas de cible de particules étranges ou de mésons.

Cette méthode est également utilisée lorsqu'on veut étudier la désintégration d'une résonance en un nombre de particules plus grand que deux.

En effet, supposons que par une réaction donnée, on ait produit n particules, et que l'on veuille voir qu'il existe p parmi ces n qui sont les produits de désintégration d'une résonance.

Si ces p particules sont produites par la désintégration d'une résonance, l'énergie totale des p particules dans leur centre de masse, est égale à la masse M_p de cette résonance

avec $$M_p^2 = (\sum_{i=1}^{p} E_i)^2 - (\Sigma \vec{p}_i)^2$$

(M_p est encore appelé par la suite, masse effective des p particules).

Si on appelle N le nombre total d'événements d'un type donné parmi lesquels on veut découvrir cette résonance de p particules, on peut, en faisant appel à la théorie statistique introduite par FERMI, calculer dN/dM_p^2, considéré comme une fonction de M_p^2, lorsque ces n particules ne sont pas les produits de désintégration d'une résonance (1).

On peut alors comparer les distributions théoriques et expérimentales de

$$dN/dM_p^2 \quad \text{ou de} \quad dN/dM_p .$$

Une concentration d'évènements plus grande que prévue, autour d'une certaine valeur de M_p est due à une résonance dont on peut, en principe, connaître la masse et la durée de vie.

Nombre baryonique B	Etrangeté S	Isospin I	Parité G Spin	Nom	Masse (MeV)	Γ (MeV) ou τ (sec)	(Masse)^2 (GeV)^2	Seuil de production (GeV/c) π-N	Seuil de production (GeV/c) K-N	Modes principaux de désintégrations
0	0	0	0^{-+}	η	548	≤10	0,30	η-N 0,69	η-Λ 0,73	neutres / $\pi^+ + \pi^- + \pi^0$ = 75 / 25±4
			1^{--}	ω	782	≤15	0,61	ωN 1,09	ωΛ 1,24	neutres / $\pi^+ + \pi^- + \pi^0$ = 14±14 / 86
		1	0^{--}	π	±139,6 0135,0	$2,5\ 10^{-8}$ $2\ \ 10^{-16}$	0,02	πNπ 0,28	KNπ 0,53	μ + ν μ γ + γ
			1^{-+}	ρ	750	≈100	0,56	ρN 1,03	ρΛ 1,16	π + π
0	1	1/2	$0^-_?$	K	±493,9 0497,8	$1,22\ 10^{-8}$ $10^{-10}\ 6\ 10^{-8}$	0,244	KΛ 0,9	KΛK 1,69	μ + ν π + π
			? ?	K^*	888	50	0,79	$K^*\Lambda$ 1,65	K^*N 1,09	K + π 100%
1	0	1/2	$1/2^+$	N	+938,2 0939,5	10^3 sec	0,88	$\bar{N}NN$ 3,78	$\Lambda\bar{N}N$ 4,16	p + e^- + e
			$3/2^-$	2ème Rés.	1512	130	2,24	N * 0,73	KN * 1,48	onde D → Nπ
			$5/2^+$	3ème Rés.	1688	140	2,85	N* 1,04	KN* 1,87	onde F → N π
		3/2	$3/2^+$	1ère Rés.	1238	145	1,53	N* 0,32	KN* 0,88	onde P → Nπ
			>3/2?	4ème Rés.	1922	185	3,7	N* 1,49	KN* 2,45	? → Nπ
1	- 1	0	$1/2^+$	Λ^o	1115,4	$2,5\ 10^{-10}$	1,24	K Λ 0,9	Λ < 0	N + π
			? ?	Y_o^*	1405	50 ou <2		KY_o^* 1,44	Y_o^* <0	
			$3/2^-_?$	Y_o^*	1520	15	2,31	KY_o^* 1,68	Y_o^* 0,4	onde D? Σπ 60 onde D KN 30 Λ2π 10
			>3/2?	Y_o^*	1815		3,3	KY^*	Y_o^*	?
		1	$1/2^+_?$	Σ	+1189,4 -1196,0 01191,5	0,81 $1,61\ 10^{-10}$ <1	≈1,42	KΣ 1,03	Σ <0	
			? ?	Y_1^*	1385	50	1,92	KY^* 1,4	Y_1^* < 0	Λπ 98 Σπ 2 + 2
		1/2		Y_1^*	1660					
			? ?	Ξ	-1321 0 ?	$1,2\ 10^{-10}$	1,75	ΞKK 2,38	K 1,06	Λπ
1	- 2		? ?	Ξ*	1532	?	2,35	Ξ*KK 2,93	KΞ* 1,52	Ξπ

TABLEAU 3

I) EXPRESSION THEORIQUE DE dN/dM_p^2 .

D'après l'approximation au premier ordre de la théorie des perturbations, la probabilité de transition par unité de temps est donnée par (2, 3, 4).

$$P_{i \to f} = \frac{2\pi}{\hbar} \int |\langle f|R|i\rangle|^2 d\rho(E)$$

$d\rho(E)$ densité des états finals par intervalle d'énergie
$|i\rangle$ état initial
$|f\rangle = R|i\rangle$ état final

Si cette approximation est valable, ce qui sera toujours admis dans ce travail, le nombre d'événements N d'un type donné sera proportionnel à :

$$N = \text{constante } P_{i \to f} = \text{cte} \int |\langle f|R|i\rangle|^2 \, d\rho(E)$$

Avec un système final de n particules :

$$d\rho(E) = \frac{V^n}{(2\pi\hbar)^{3n}} \, d\vec{p}_1 \, d\vec{p}_2 \ldots d\vec{p}_{n-1} \, \frac{1}{dE}$$

de qui peut encore s'écrire :

$$d\rho(E) = \frac{V^n}{(2\pi\hbar)^{3n}} \prod_{i=1}^{n} d\vec{p}_i \; \delta(\Sigma \vec{p}_i - \vec{p}) \delta(\Sigma(E_i) - E)$$

d'où :

$$P_{i \to f} = \text{cte} \int |\langle f|R|i\rangle^2 \; \delta(\Sigma (E_i) - E) \delta(\Sigma P_i \vec{p}) \prod_{i=1}^{n} d\vec{p}_i$$

E et $\vec{p}$ étant respectivement l'énergie et l'impulsion totale du système final.

Comme on ne connaît pas l'élément de matrice caractérisant les interactions fortes, l'approximation la plus simple consiste à supposer que $< f|R|i>$ ne dépend pas des impulsions individuelles des particules, et alors :

$$P_{i \to f} \approx f_n(E) = \int \delta(\Sigma E_i - E)\delta(\Sigma p_i - p) \prod_{i=1}^{n} d\vec{p}_i$$

$f_n(E)$ est appelé facteur d'espace de phase non covariant, car sa valeur dépend du système de LORENTZ dans lequel cette expression est calculée (5). Cela est bien évident, puisque l'élément de volume tridimensionnel d^3p_i ($\vec{p}_i$ vecteur d'espace) n'est pas un invariant relativiste.

$$(d^3p_i = d\vec{p}_i)$$

Pour éviter cet inconvénient, on introduit le facteur d'espace de phase covariant de la manière suivante :

Posons

$$|< f|R|i >|^2 = \frac{m_1'}{E_1'} \frac{m_2'}{E_2'} \prod_{i=1}^{n} \frac{m_i}{E_i} |< f|R'|i >|^2$$

Si on suppose que $< f|R'|i >$ est constant

$$P_{i \to f} = cte \int \delta(\Sigma \vec{p}_i - \vec{p})\delta(\Sigma E_i - E) \prod_{i=1}^{n} \frac{d\vec{p}_i}{2E_i}$$

l'expression

$$F_n(E) = \int \delta(\Sigma \vec{p}_i - \vec{p})\delta(\Sigma E_i - E) \prod_{i=1}^{n} \frac{d\vec{p}_i}{2E_i}$$

est appelée espace de phase covariant, car son expression est invariante par transformation de LORENTZ.

En effet, l'expression

$$\int \frac{d\vec{p}_i}{2E_i}$$

peut s'écrire

$$\int \frac{d\vec{p}_i}{2E_i} = \int \delta(E_i^2 - \vec{p}_i^{\,2} - m_i^2)\, d\vec{p}\, dE$$

et avec la notation quadridimensionnelle

$$\frac{d\vec{p}_i}{2E_i} = d^4 p_i \cdot \delta(p_i^2 - m_i^2)$$

p_i quadrivecteur impulsion-énergie

donc $$F_n(E) = \int \prod_{i=1}^{n} d^4 p_i \cdot \delta(p_i^2 - m_i^2)\, \delta\left(\sum_{j=1}^{j=n} p_j - p\right)$$

Sous cette forme, on voit immédiatement que $F_n(E)$ est invariant par transformation de LORENTZ, puisque $d^4 p_i$ l'est : les fonctions δ assurent la conservation du moment quadridimensionnel et introduisent la contrainte

$$\vec{p}_i^{\,2} + m_i^2 = E_i^2$$

En conclusion $F_n(E)$ est proportionnel à la probabilité d'obtenir avec une énergie E n particules de masse m_1, m_2 ... m_n, et $F_n(E)$ peut être évalué dans n'importe quel système de LORENTZ. D'autre part, une fois $F_n(E)$ connu, on peut en déduire la distribution théorique, à élément de matrice constant.

$$\frac{dN}{dM_p^2} \approx \frac{dF_n}{dM_p^2}$$

dF_n/dM_p^2 considéré comme fonction de M_p^2 est souvent appelé courbe de l'espace de phase (alors que $F_n(E)$ est le facteur d'espace de phase).

Comme le calcul de $F_n(E)$ (6) se complique rapidement quand n devient grand, on peut utiliser la formule de récurrence entre F_n et F_{n-1} établie par STRIVASTAVA et SUDARSHAN (7). Pour F_3, seul cas d'intérêt ici, le calcul explicite a été fait dans l'appendice A.

II) CAS OU n = 3.

Soit, par exemple la réaction :

$$m_1' + m_2' = m_1 + m_2 + m_3$$

On peut représenter chaque événement de ce genre par un point dans un espace à deux dimensions, appelé diagramme de DALITZ. Sur les axes rectangulaires de ce diagramme, on portera les énergies cinétiques de deux particules T_1 et T_2 par exemple, exprimées dans le centre de masse de la production (8).

Lorsque l'élément de matrice caractérisant la réaction est constant, et lorsqu'il n'y a ni production de résonances, ni interaction dans l'état final, la densité de population est constante à l'intérieur des limites cinématiques du diagramme de DALITZ.

<u>Démonstration</u> :

$$P_{i \to f} \approx F_n(E) = \int \frac{d^3\vec{p}_i}{2E_1} \frac{d^3\vec{p}_i}{2E_2} \frac{d^3\vec{p}_i}{2E_3} \delta\left(\sum_{i=1}^{3} E_i - E\right)\delta(\vec{p}_1 + \vec{p}_2 + \vec{p}_3)$$

Lorsque l'élément de matrice caractérisant la réaction est constant, [illegible] final, la densité de population est constante à l'intérieur des limites cinématiques du diagramme de DALITZ.

puisque dans le centre de masse de la production

$$\vec{p} = \vec{p}_1 + \vec{p}_2 + \vec{p}_3 = 0$$

La probabilité que les particules (1) et (2) aient respectivement une énergie comprise entre E_1 et $E_1 + dE_1$, E_2 et $E_2 + dE_2$, est obtenue en intégrant sur toutes les variables autres que $|\vec{p}_1|$ et $|\vec{p}_2|$. Intégrons d'abord par rapport à $\vec{p}_3$:

$$P_{i \to f} \approx \int \frac{d^3\vec{p}_1}{2\,E_1} \; \frac{d^3\vec{p}_2}{2\,E_2} \; \frac{1}{2\,E_3} \; \delta\,(\Sigma\, E_i - E)$$

ou encore, en choisissant un système de coordonnées polaires dans l'espace des impulsions

$$P_{i \to f} \approx \int \frac{|\vec{p}_1|^2\, d|\vec{p}_1|\, |\vec{p}_2|^2\, d|\vec{p}_2|}{2\,E_1 \quad 2\,E_2 \quad 2\,E_3} \; \delta(\Sigma\, E_i - E)\, d\Omega_1\, d\Omega_2$$

Pour intégrer sur $\vec{p}_2$, on prend $\vec{p}_1$ comme axe polaire,

d'où

$$P_{i \to f} \approx \int \frac{|\vec{p}_1|^2\, d|\vec{p}_1|\, |\vec{p}_2|^2\, d|\vec{p}_2|}{E_1 \quad E_2 \quad E_3}\, d\Omega_1\, d(\cos\theta_{12})\; \delta\,(\Sigma\, E_i - E)$$

L'intégration sur $d\Omega_1$, ne donne qu'un facteur $4\,\pi$

d'où

$$P_{i \to f} \approx \int \frac{|\vec{p}_1|^2\, d|\vec{p}_1|\, |\vec{p}_2|^2\, d|\vec{p}_2|}{E_1 \quad E_2 \quad E_3}\, d(\cos\theta_{12})\, \delta(\Sigma\, E_i - E)$$

Or, les impulsions des trois particules sont liées par les relations :

$$\vec{p}_1 + \vec{p}_2 + \vec{p}_3 = 0$$

$$\vec{p}_3^{\,2} = \vec{p}_1^{\,2} + \vec{p}_2^{\,2} - 2\,|\vec{p}_1|\,|\vec{p}_2| \cos\theta_{12}$$

$$\vec{b}^{3} = \vec{b}^{1} + \vec{b}^{5} - 5\,|\vec{b}^{1}||\vec{b}^{5}|\cos\theta^{15}$$

$$\vec{b}^{1} + \vec{b}^{5} + \vec{b}^{3} = 0$$

d'où

$$\vec{P}_3 \, d\vec{P}_3 = - |\vec{P}_1| |\vec{P}_2| \, d \cos \theta_{12}$$

et

$$P_{i \to f} \approx \int \frac{|\vec{P}_1|}{E_1} d|\vec{P}_1| \frac{|\vec{P}_2|}{E_2} d|\vec{P}_2| \frac{|\vec{P}_3|}{E_3} d|\vec{P}_3| \, \delta(\Sigma E_i - E)$$

Posons

$$\rho = \int \frac{|\vec{P}_1|}{E_1} d|\vec{P}_1| \frac{|\vec{P}_2|}{E_2} d|P_2| \frac{|\vec{P}_3|}{E_2} d|P_3| \, \delta(\Sigma E_i - E)$$

ou encore

$$\rho = \int dT_1 \; dT_2 \; dT_3 \; \delta(\Sigma E_i - E) \qquad \text{puisque} \begin{cases} P_i^2 + m_i^2 = E_i^2 \\ P_i dP_i = E_i dE_i = E_i dT_i \end{cases}$$

En intégrant sur une variable quelconque T_3 par exemple, il vient :

$$\rho = \int dT_1 \, dT_2$$

autrement dit, la densité de la population à l'intérieur d'un diagramme de DALITZ est constante :

$$\frac{\delta^2 N}{\delta T_1 \delta T_2} \approx \frac{\delta^2 \rho}{\delta T_1 \delta T_2} = 1 \qquad \text{C.Q.F.D.}$$

<u>Limites cinématiques</u> :

Dans le système du centre de masse de la production

$$\vec{P}_1 + \vec{P}_2 + \vec{P}_3 = 0$$

$$E_1 + E_2 + E_3 = E$$

Posons $\qquad E_1 + E_2 = E - E_3 = \Sigma_3$

L'énergie totale des particules 1 et 2 dans leur centre de masse est :

$$M_3^2 = (E_1 + E_2)^2 - (\vec{P}_1 + \vec{P}_2)^2 = (E - E_3)^2 - (\vec{P}_3)^2$$

$$M_S^3 = (E^1 + E^2)_S - (\vec{p}^1 + \vec{p}^2)_K = (E - E^4)_c - (\vec{p}^3)_c$$

qui se partage entre les particules 1 et 2 de la manière suivante :

$$E_1^* = \frac{M_3^2 + m_1^2 - m_2^2}{2\, M_3}$$

$$E_2^* = \frac{M_3^2 + m_2^2 - m_1^2}{2\, M_3}$$

Exprimons E_1 l'énergie dans le centre de masse de la production de la particule (1) en fonction de grandeurs exprimées dans le centre de masse des particules (1) et (2) : (figure 1)

$$E_1 = \gamma\, (E_1^* + \vec{\beta}\, \vec{p}_1)$$

Avec les notations de la figure : (figure 1)

$$E_1 = \gamma\, (E_1^* - \beta\, \gamma\, p_1^* \cos\theta)$$

Ainsi, pour E_3 fixé, il y a un ensemble de valeurs de E_1 possibles dépendant de cos θ: les valeurs maxima et minima de E_1 (et donc de $T_1 = E_1 - m_1$) sont données respectivement par les valeurs de cos $\theta = -1$ et cos $\theta = 1$. Pour $T_3 = 0$ par exemple, l'énergie $E - E_3 = E - m_3$ se partage entre les particules 1 et 2 de la manière suivante :

$$E_1 = \frac{(E - m_3)^2 + m_1^2 - m_2^2}{2\,(E - m_3)} \qquad T_1 = E_1 - m_1$$

et

$$E_2 = \frac{(E - m_3)^2 + m_2^2 - m_1^2}{2\,(E - m_3)} \qquad T_2 = E_2 - m_2$$

qui se partage entre les particules 1 et 2 de la manière suivante :

$$\frac{M_3^2 + m_2^2 - m_1^2}{\ldots}$$

Exprimons E_1 l'énergie dans le centre de masse de la production de la particule (1) en fonction de grandeurs exprimées dans le centre de masse des particules (1) et (2) : (figure 1)

$$E_1 = \gamma\,(E_1^* + \beta\,\vec{p}_1)$$

Avec les notations de la figure : (figure 1)

$$= \gamma\,(E_1^* - \beta\,\gamma\,p_1^*\cos\theta)$$

Ainsi, pour E_3 fixé, il y a un ensemble de valeurs de E_1 possibles dépendant de $\cos\theta$: les valeurs maxima et minima de E_1 (et donc de [illegible] $\cos\theta = 1$. Pour $T_3 = 0$ par exemple, l'énergie $E - E_3 = E - m_3$ se partage entre les particules 1 et 2 de la manière suivante

$$E_1 = \frac{\ldots}{2\,(E - m_3)} \qquad T_1 = E_1 - m_1$$

$$\frac{(E - m_3)^2 + m_2^2 - m_1^2}{\ldots}$$

Diagramme de DALITZ et espace de phase.

Au lieu d'énergies cinétiques, on peut aussi choisir les carrés des masses effectives de deux paires de particules comme abscisse et ordonnée d'un diagramme de DALITZ.

Soit respectivement T_1 et T_2, l'abscisse et l'ordonnée d'un diagramme de DALITZ et M^2_{13} et M^2_{23}, les masses effectives entre les particules 1 et 3, et 2 et 3 :

$$M^2_{13} = (E_1 + E_3)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_3)^2$$

$$M^2_{23} = (E_2 + E_3)^2 - (\vec{p}_2 + \vec{p}_3)^2$$

mais comme

$$E_1 + E_2 + E_3 = E$$

$$\vec{p}_1 + \vec{p}_2 + \vec{p}_3 = 0$$

$$M^2_{13} = (E - E_2)^2 - \vec{p}_2^{\,2} = (E - m_2)^2 - 2\,E\,T_2$$

$$M^2_{23} = (E - E_1)^2 - \vec{p}_1^{\,2} = (E - m_1)^2 - 2\,E\,T_1$$

L'existence d'une relation linéaire entre l'énergie cinétique d'une particule et le carré de la masse effective des deux autres, permet de choisir, soit T_1 et T_2, soit M^2_{23} et M^2_{13} comme abscisse et ordonnée du diagramme de DALITZ, d'où :

$$dT_\ell \quad dT_j = \text{Cte}\ dM^2_{jk} \quad dM^2_{k\ell}$$

Diagramme de DALITZ et espace de phase.

Soit respectivement T_1 et T_2, l'abscisse et l'ordonnée d'un diagramme de DALITZ et M^2_{13} et M^2_{23}, les masses effectives entre les particules 1 et 3, et 2 et 3 :

$$M^2_{13} = (k_1 - k_3)^2 = (E_1 - E_3)^2 - (\vec{p}_1 - \vec{p}_3)^2$$

$$M^2_{23} = (k_2 - k_3)^2 = (E_2 - E_3)^2 - (\vec{p}_2 - \vec{p}_3)^2$$

avec :

$$E_1 + E_2 + E_3 = E$$

$$T_1 = (E_1 - E_3) - \frac{(E_1 - E_3)^2 - (\vec{p}_1 - \vec{p}_3)^2}{2E}$$

$$T_2 = (E_2 - E_3) - \frac{(E_2 - E_3)^2 - (\vec{p}_2 - \vec{p}_3)^2}{2E}$$

Lorsqu'on veut exprimer l'espace de phase à trois particules en fonction de la particule et le carré de la masse effective des deux autres, permet de choisir, soit T_1 et T_2, soit M^2_{23} et M^2_{13} comme abscisse et ordonnée du diagramme de DALITZ, d'où :

$$dT_1 \; dT_2 = \text{Cte} \; dM^2_{13} \; dM^2_{23}$$

Du diagramme de DALITZ, on peut facilement calculer l'espace de phase :

$$N \approx \int dT_1 \quad dT_2$$

$$\frac{dN}{dM_{13}^2} \approx \frac{dN}{dT_2} = Cte \int dT_1$$

On peut donc dire que l'espace de phase dN/dM_{13}^2 est obtenu en projetant les aires du diagramme de DALITZ sur l'axe T_2 ou M_{13}^2

III) RESONANCES.

Pour fixer les idées, prenons pour exemple la résonance Y_1^* obtenue par :

$$K^- + p \rightarrow Y_1^* + \pi^-$$

$$\rightarrow Y_1^{*-} + \pi^+$$

$$Y_1^{*\pm} \rightarrow \Lambda + \pi^\pm$$

Si la réaction $\Lambda \pi^+ \pi^-$ passe vraiment par le canal résonnant $Y_1^{*+} + \pi^-$, la cinématique sera une cinématique à 2 corps et l'énergie cinématique du π^-, T'_{π^-} sera constante dans le centre de masse de la production. Ce fait se traduit par une concentration des événements le long de la droite T'_{π^-} dans le diagramme de DALITZ (figure 2).

De la courbe expérimentale dN/dM_p^2 en fonction de M_p^2, on peut déduire la valeur de la masse de la résonance ainsi que sa largeur ou durée de vie.

Comme on le verra ci-dessous, la détermination de la masse de la résonance devient un problème compliqué, lorsqu'il y a des interférences et des interactions dans l'état final.

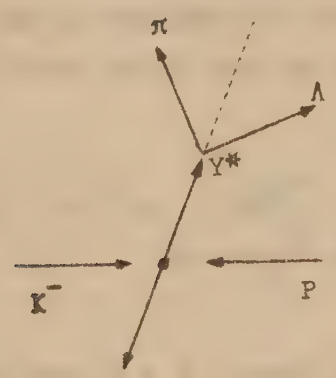
Remarque concernant la distribution angulaire de désintégration des résonances.

La variation de la densité de population des points figurant les événements le long de la bande AB est donnée par : (figure 1)

$$\delta^2 N / \delta T_{\pi^+} \, \delta T_{\pi^-} = f(T_{\pi^+}) \ , \quad (dT_{\pi^+} = \text{Cte } d\,(\cos \theta^*_{\Lambda\pi^+}))$$

d'où : $\delta^2 N / \delta T_{\pi^+} \, \delta T_{\pi^-} = \text{Cte} \quad , \quad \delta^2 N / \delta T_{\pi^-} \, \delta(\cos \theta^*_{\Lambda\pi})$

La variation de la densité de population le long de AB permettra de connaître la distribution angulaire de désintégration de la résonance dans son centre de masse par rapport à la direction de vol du Y* exprimée dans le centre de masse de la production. (figure ci-dessous).



Ainsi, une résonance de spin 1/2 aura une distribution angulaire isotrope (si les interférences sont négligeables), ce qui se traduira par une densité de population constante le long de AB.

IV) INTERFERENCES.

Si on admet que les résonances sont vraiment des particules libres, leur évolution en fonction du temps sera décrite par

$$f(t) = Cte \quad e^{-t/2\tau}$$

τ durée de vie de la résonance

L'amplitude considérée comme fonction de la variable complémentaire au temps, est obtenue en prenant la transformation de FOURIER de f (t), soit :

$$A_r(E) = \frac{A}{E - E_o + \frac{i\Gamma}{2}}$$

E énergie totale du système $\Lambda\pi$

A constante

La probabilité que le système $\Lambda\pi$ ait une énergie E est proportionnelle à $|A_r(E)|^2$ qui n'est autre que la formule de BREIT-WIGNER :

$$|A_r(E)|^2 = \frac{|A|^2}{(E - E_o)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}$$

$|A_r(E)|^2$ est maximum pour $E = E_o$ appelé masse de la résonance.

En général, dans toutes les réactions et notamment dans celle prise pour exemple, la réaction peut être produite par différents canaux qui sont en compétition.

Dans le cas de la résonance Y_1^* (1385)

(3) Interprétation

Si on pense que les résonances sont vraiment des particules libres, leur densité en énergie en fonction de l'énergie est donnée par :

$$\rho(E) = \frac{\Gamma}{(E - E_0)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}$$

- Quand on fait on la mesure

L'hypothèse essentielle comme (section 2) la notion de complémentarité en jeux, des grandes et (Fermi) la transformation de réalité de λ (r). soit :

$$\lambda_r(t) = \frac{\lambda}{E - E_0 + \frac{i\Gamma}{2}}$$

λ : amplitude initiale (t = 0)

Γ : constante

la probabilité pour un système de rester dans le mode λ est interprétée comme : $|\lambda_r(t)|^2$ qui nous montre que la formule de Breit-Wigner :

$$|\lambda_r(E)|^2 = \frac{|a|^2}{(E - E_0)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}$$

$|\lambda_r(t)|^2$ est obtenue pour $E = E_0$ avec la même la résonance.

En conclusion, nous avons les fonctions et mélangent leur entre elles pour une molécule, la réaction peut être produite par différents canaux qui sont en compétition.

Dans le cas de la chromodynamique (1) / 1982

$$K^- + p \rightarrow Y_1^{*(+)} + \pi^-$$

$$\rightarrow Y_1^{*(-)} + \pi^+$$

$$\rightarrow \Lambda + \pi^+ + \pi^-$$

La fonction d'onde la plus générale, décrivant une production de ce genre est un mélange cohérent des fonctions d'ondes des différents canaux, d'où des termes d'interférence qui peuvent fausser l'interprétation des résultats (9, 10).

a) Interférence entre 2 canaux résonnants.

Une interférence de ce genre se traduit dans le diagramme de DALITZ par l'intersection des 2 bandes AB et CD correspondant respectivement aux résonances $Y_1^{*(+)}$ et $Y_1^{*(-)}$ (figure 2). Les termes d'interférence seront importants autour de la région hachurée et négligeable ailleurs (9, 10).

Suivant l'importance de cette région hachurée, la largeur et la valeur centrale de la résonance observées expérimentalement peuvent être différentes de celles trouvées lorsqu'il n'y a pas compétition entre les deux canaux résonnants.

Il est impossible, à moins de connaître toutes les grandeurs caractérisant l'interaction, de séparer les effets dus aux deux canaux résonnants. Pourtant, lorsqu'on désire connaître la masse et la largeur de la résonance et éliminer les influences de ce type d'interférences, on peut remplacer les événements de la partie hachurée par des événements fictifs (11).

En effet, comme on l'a vu précédemment, la densité de population le long de AB par exemple, varie comme la distribution angulaire de désintégration. Lorsque l'interférence avec le fond (background), c'est-à-dire avec des événements qui ne passent pas par ces deux canaux résonnants, est négligeable, l'expression de la distribution angulaire sera de la forme

$$\sum_n A_n \cos^{2n} \theta,$$

la puissance maximum dépendant du spin de la particule (12). La densité de population le long de AB sera une fonction symétrique en cos θ, et on pourra remplacer les événements de la partie hachurée par les événements fictifs symétriques par rapport à cos θ = 0 (figure 2).

b) Interférence entre le canal résonnant et le fond. (9, 10, 13)

$$K^- + p \rightarrow Y_1^* + \pi^-$$
$$\rightarrow \Lambda + \pi^+ + \pi^-$$

L'amplitude de cette production due au mélange cohérent des deux canaux, peut être décrite par :

$$A(E) = \frac{A_o}{E - E_o + \frac{i\Gamma}{2}} + A_f = A_r + A_f$$

A_r, A_f désignant respectivement les parties dues à la résonance et au fond

$$|A(E)|^2 = \left| \frac{A_o}{E - E_o + \frac{i\Gamma}{2}} + A_f \right|^2$$

$|A|^2$ est proportionnel à la probabilité d'avoir un système $\Lambda\ \pi^+$ ayant une énergie comprise entre E et E + dE, tandis que le nombre d'événements N de $\Lambda\ \pi^+$ observés dans ce même domaine d'énergie lui est proportionnel à :

$$dN \approx |A(E)|^2\, dF_3\, (E_{CM})$$

E_{CM} étant l'énergie totale disponible dans le centre de masse de la production.

§ 4. — [illegible]

La [illegible] mesures [illegible] la [illegible] la [illegible] [illegible] [illegible]

On retrouve donc immédiatement le résultat employé au début de ce chapitre, à savoir que s'il n'y a pas production de résonances et si l'amplitude de production est constante en fonction de l'énergie, avant dN/dE^2 proportionnel à l'espace de phase.

Une conclusion immédiate s'impose : le maximum de $|A(E)|^2$ n'a plus lieu quand $E = E_o$ et ceci pour deux raisons. A_f peut être une fonction de l'énergie et d'autre part, $|A(E)|^2_{max}$ dépend des phases relatives entre A_f et A_r, lorsque A_r est maximum.

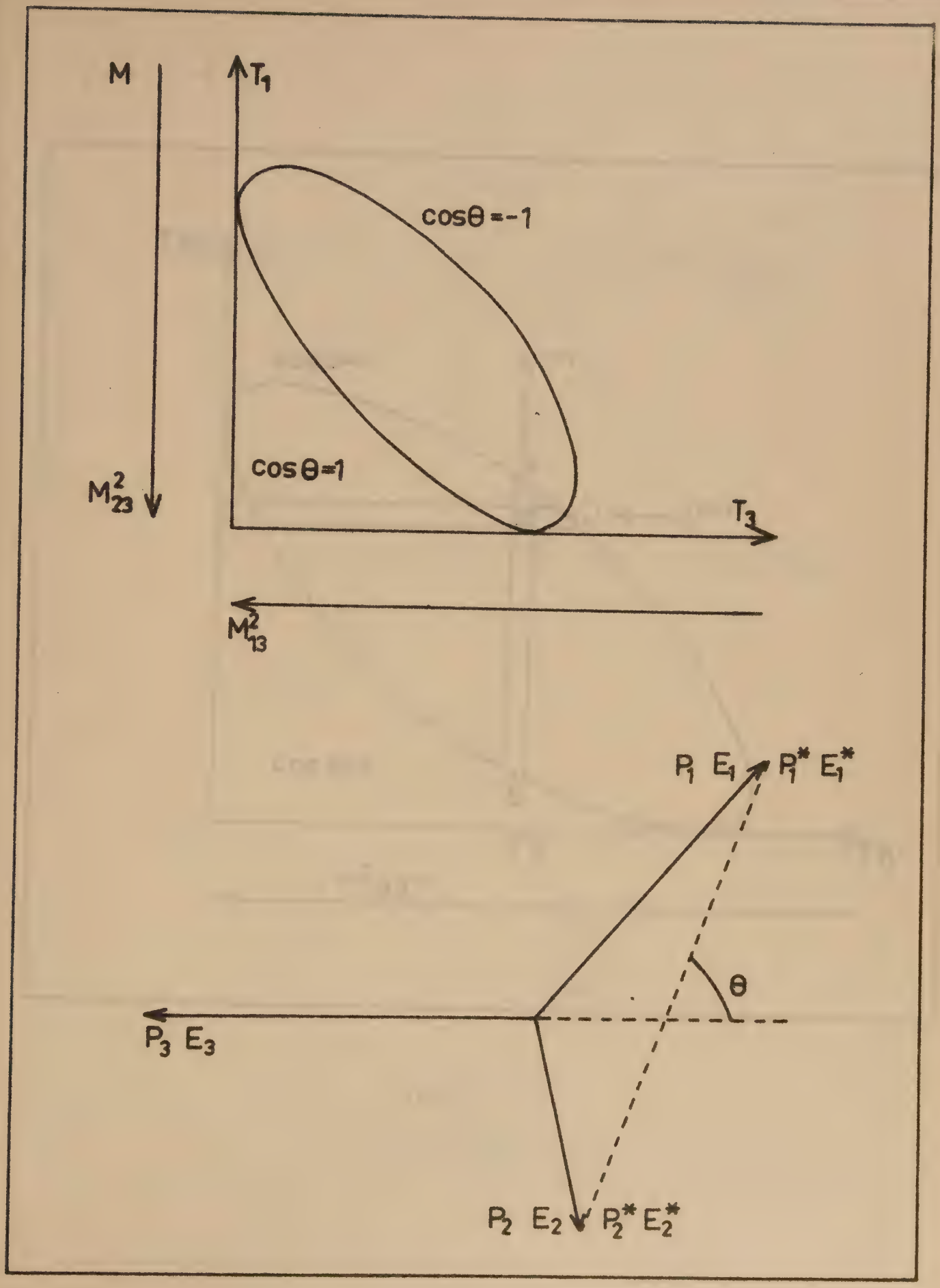
On utilise souvent le diagramme d'ARGAND (9) pour décrire la variation de l'amplitude en fonction de l'énergie. A (E) peut être représenté dans le plan complexe où les parties réelles et imaginaires de A sont respectivement l'abscisse et l'ordonnée. Quand, seul le canal résonnant existe, A_r (E) décrit un cercle centré sur $(0, \Gamma/2)$ lorsque E varie.

Le cercle est parcouru dans le sens des aiguilles d'une montre, quand E croît en vertu du théorème de WIGNER (14). Dans ce cas A (E) est maximum quand $E = E_o$ et $\omega = \pi/2$ (figure 3). S'il y a une interférence entre le canal résonnant et le fond, l'approximation la plus simple consiste à supposer que A_f est constant. On voit alors (figure 3) que les maximum de A (E) et A_r (E) n'ont pas lieu pour la même valeur de E quand $\delta \neq 0$. L'effet est en tout cas négligeable lorsque A_f est faible.

<u>REMARQUE.</u>

On a vu que
$$\frac{dN}{dM_p^2} \approx |A(E)|^2 \text{ . espace de phase}$$

Or, l'espace de phase n'est pas constant en fonction de M_p, ce qui peut aussi produire un déplacement du maximum de dN/dM_p^2. Cet effet est corrigible, puisqu'on connaît la variation de la courbe de l'espace de phase.


M
T_1
$\cos\theta = -1$
$\cos\theta = 1$
M^2_{23}
T_3
M^2_{13}
$P_1\ E_1$
$P_1^*\ E_1^*$
θ
$P_3\ E_3$
$P_2\ E_2$
$P_2^*\ E_2^*$

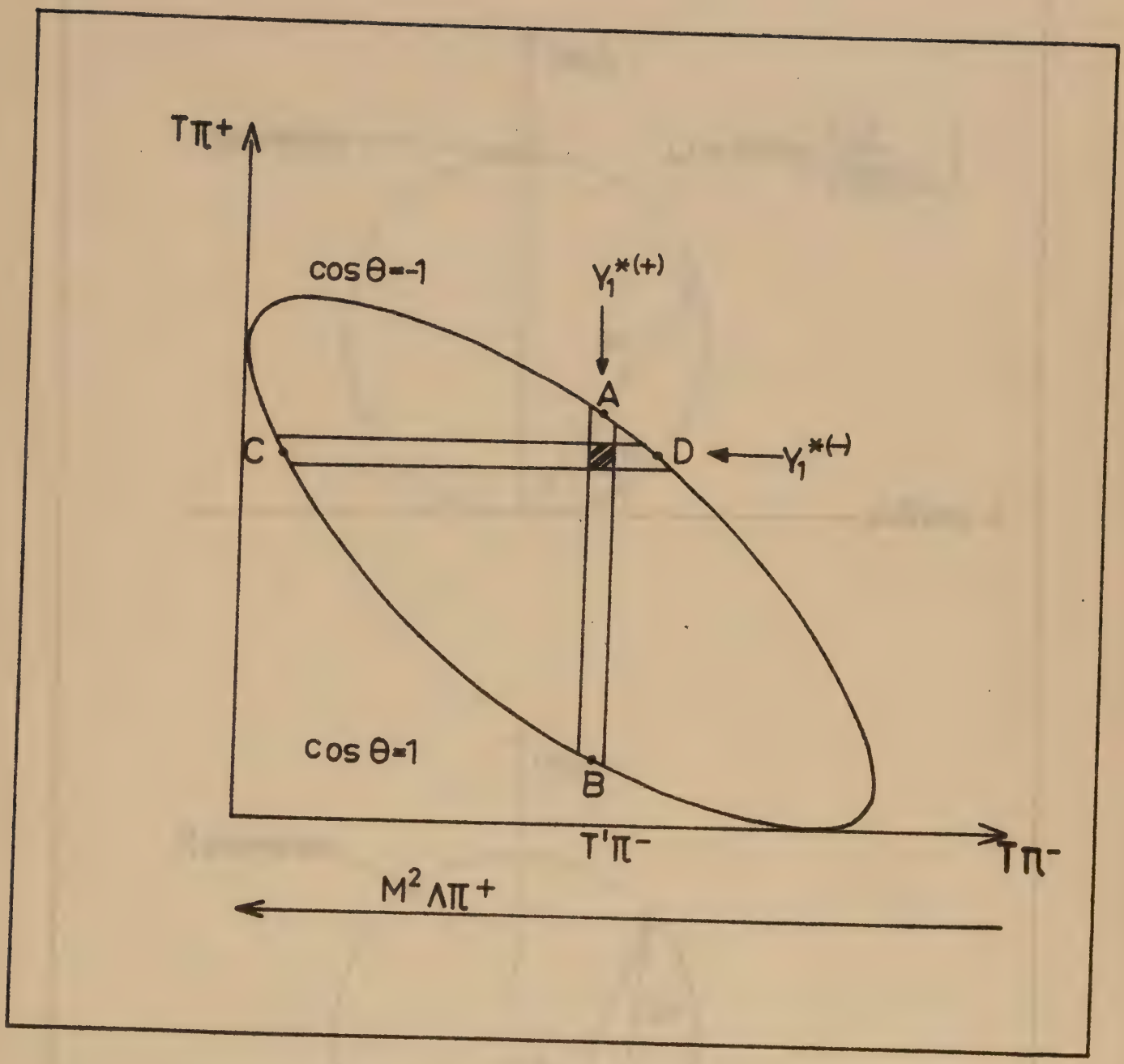
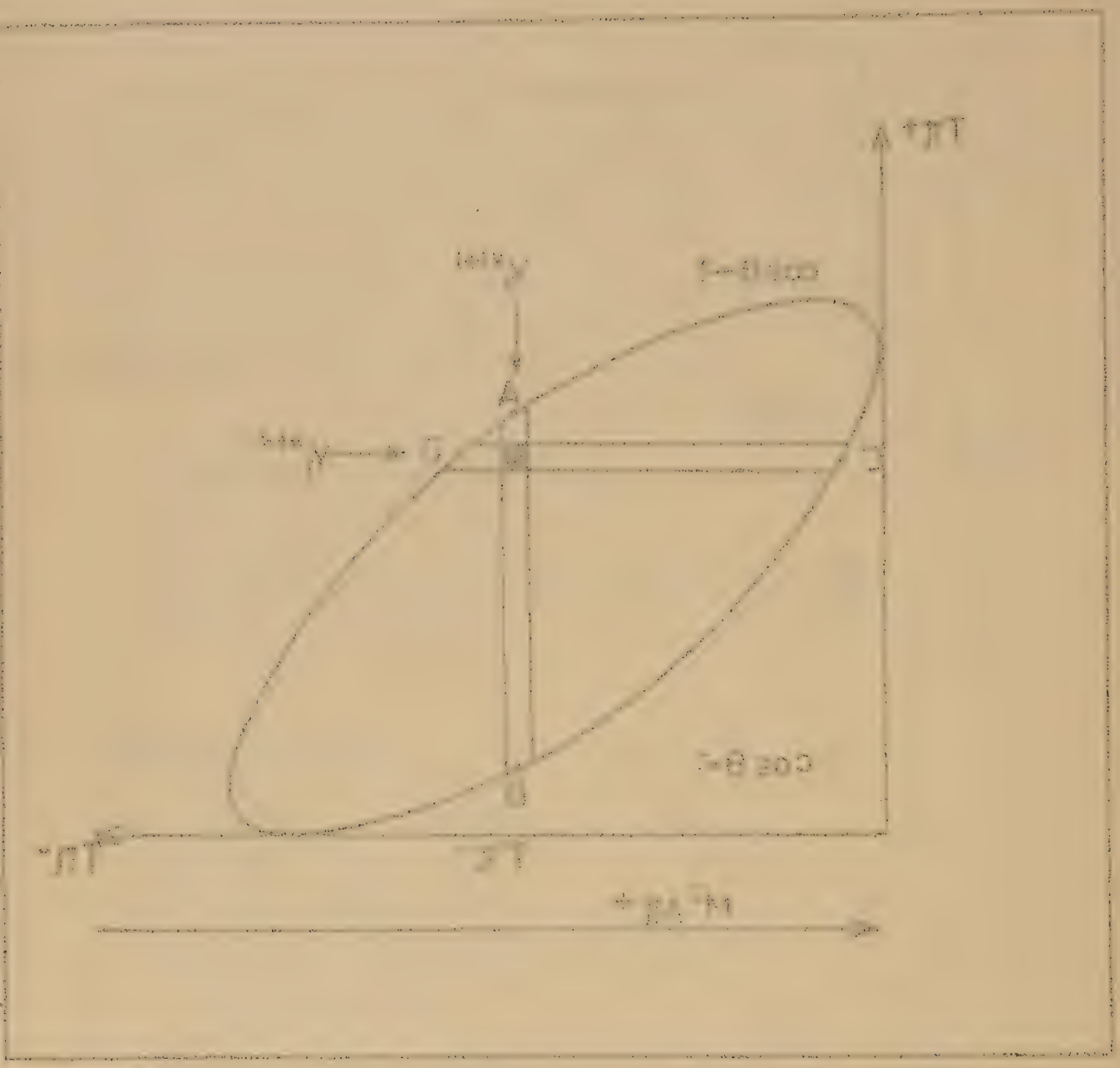


Figure 2



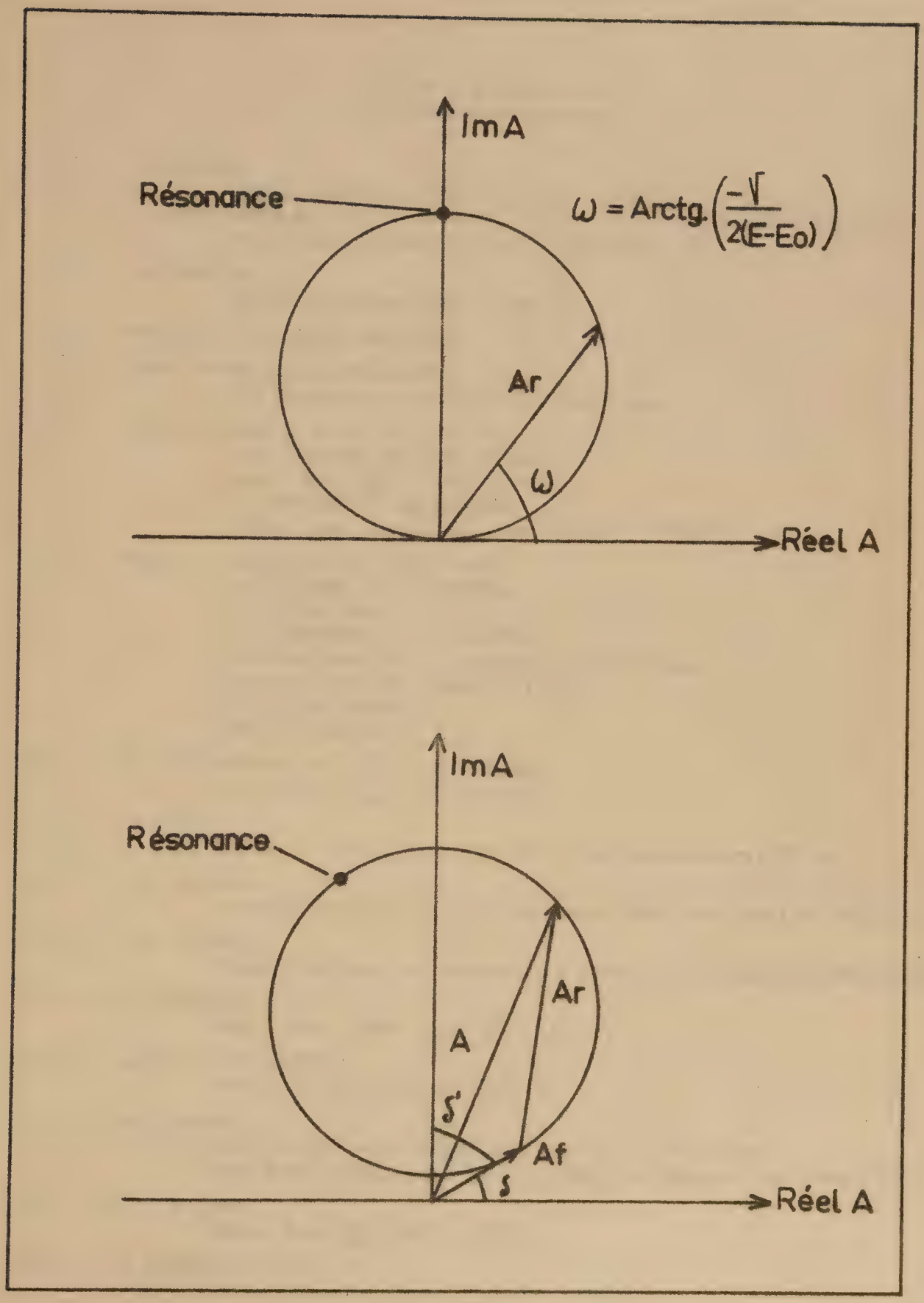
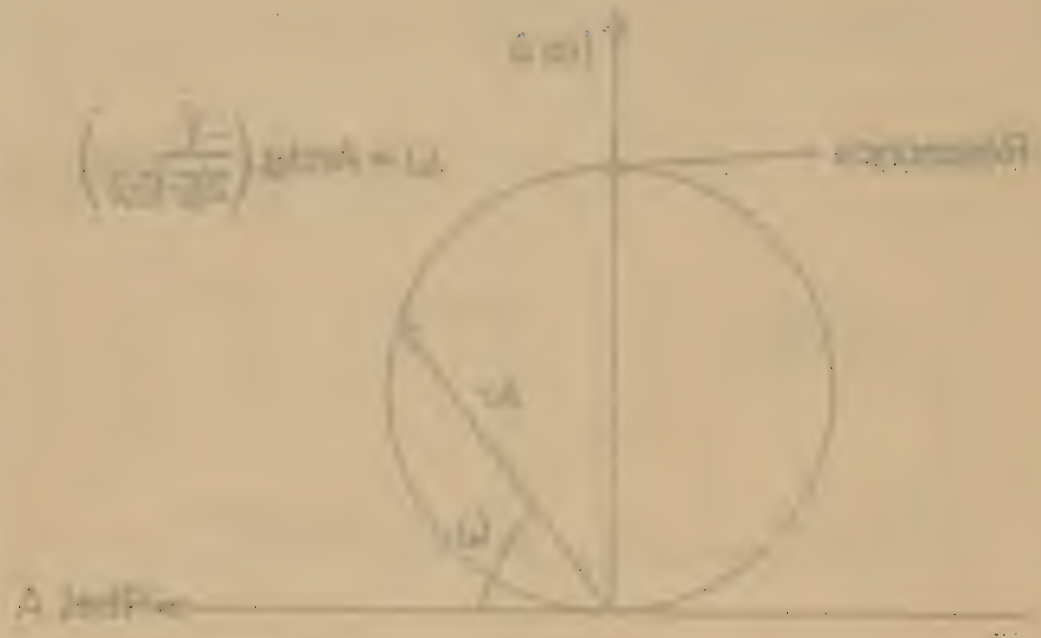

Im A
Résonance
$\omega = \mathrm{Arctg.}\left(\frac{-\Gamma}{2(E-E_0)}\right)$
Ar
ω
Réel A
Im A
Résonance
Ar
A
δ'
Af
δ
Réel A

Figure 3



R E F E R E N C E S

(1) E. FERMI
Progr. Theoret. Phys. 5, 570 (1950)
M. KRETZSCHMAZ.
Ann. Rev. of Nucl. Ge. p. 1 (1961)

(2) A. MESSIAH.
Mecanique quantique. tome II

(3) Matthews'Lectures. NYO 2097

(4) J.M. JAUCH et F. ROHRLICH.
The Theory of photons and electrons

(5) Pour le calcul de f (E), voir :
J.V. LEPORE et R.N. STUART.
Phys. Rev. 94, 1724 (1954)
F. CERULUS et HAGEDORN.
Nuovo Cim. Suppl. 10, 646 et 659 (1958)

(6) Pour le calcul de F_n (E), voir :
T.F. HOANG et J. YOUNG.
U.C.R.L. 90-50
H.K. NGUYEN et C. OUANNES.
Applications de la théorie statistique.
Rapport interne. ORSAY (1962)
MULLER et VERGLAS
Rapport SACLAY

(7) P. STRIVASTAVA et E.C.G. SUDARSHAM.
Phys. Rev. 110, 765 (1958)

(8) J. KIRZ.
Physics Notes. Lawrence RadiationLaboratory. N° 439

(9) R.K. ADAIR.
Strange Particles, Interscience Track on Physics and Astronomy

(10) R.H. DALITZ.
Three lectures on elementary particle resonances(BNL 735T-269)

(11) P. EBERHARD et al.
Phys. Rev. Lett. 10, 1963 (p. 351)

(12) BLATT et WEISSKOPF.
Theoretical Nuclear Physics

(13) R.K. ADAIR.
Background amplitudes and the spin of the Y_1^*
C.E.R.N./TC/Physics 63-12 (1963) et Physics Letters (1963)

(14) E.P. WIGNER.
Phys. Rev. 98, 145 (1955)

(15) L. ALVAREZ et al.
Phys. Rev. Letters. 10, 184 (1963)

"Oh ! si ma tête était remplie d'eau,
Si mes yeux étaient une source
de larmes..."

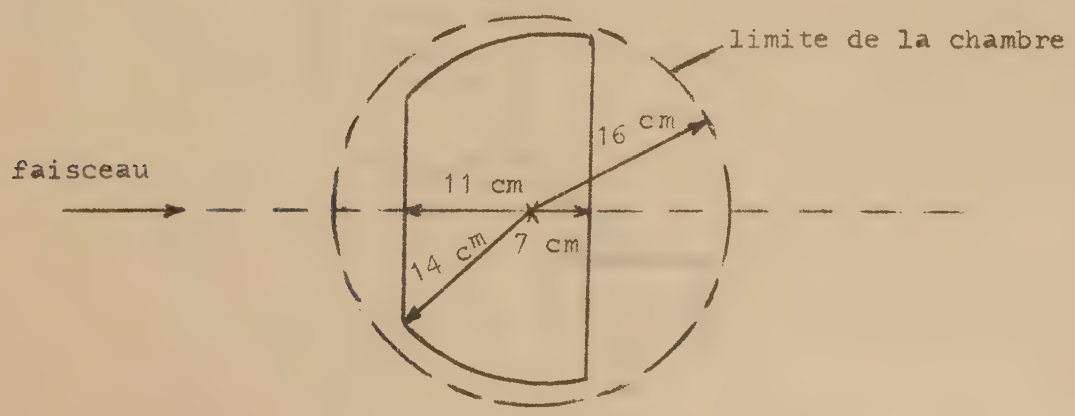
J é r é m i e, 9, 1

T R A V A I L E X P E R I M E N T A L

Ce travail est une petite partie d'une expérience, réalisée avec la phasosynchrotron du C.E.R.N. pour l'étude des interactions K^- protons, l'impulsion théorique des K^- devant être de 1,5 GeV/c. Ces interactions ont été observées au moyen de la chambre à bulle à hydrogène du C.E.R.N. de 32 cm de diamètre et de 15 cm de profondeur. 190.000 photos ont été prises.

En raison des petites dimensions de la chambre, l'éclairage a été fait par une seule source lumineuse qui assure un éclairage uniforme. L'énergie fournie par cette source, était de 200 joules par détente. Le champ magnétique moyen à l'intérieur de la chambre, étant de 15.000 gauss ± 1 %.

Seuls, ont été acceptés les événements produits à l'intérieur du volume fiduciaire. Ce volume est défini par l'intersection d'un cylindre de 14 cm de rayon, centré sur l'axe de la chambre et de deux plans parallèles perpendiculaires à la direction du faisceau et distants respectivement de 7 et 11 cm de l'axe de la chambre (figure ci-dessous). La distance maximum de 7 cm a été définie, de manière que les secondaires chargés, produits par l'interaction soient visibles dans la chambre et leurs rayons de courbure mesurables. Quant à la distance de 11 cm, elle a été introduite pour que l'on enregistre seulement des événements dont les traces incidentes ont une direction bien déterminée.



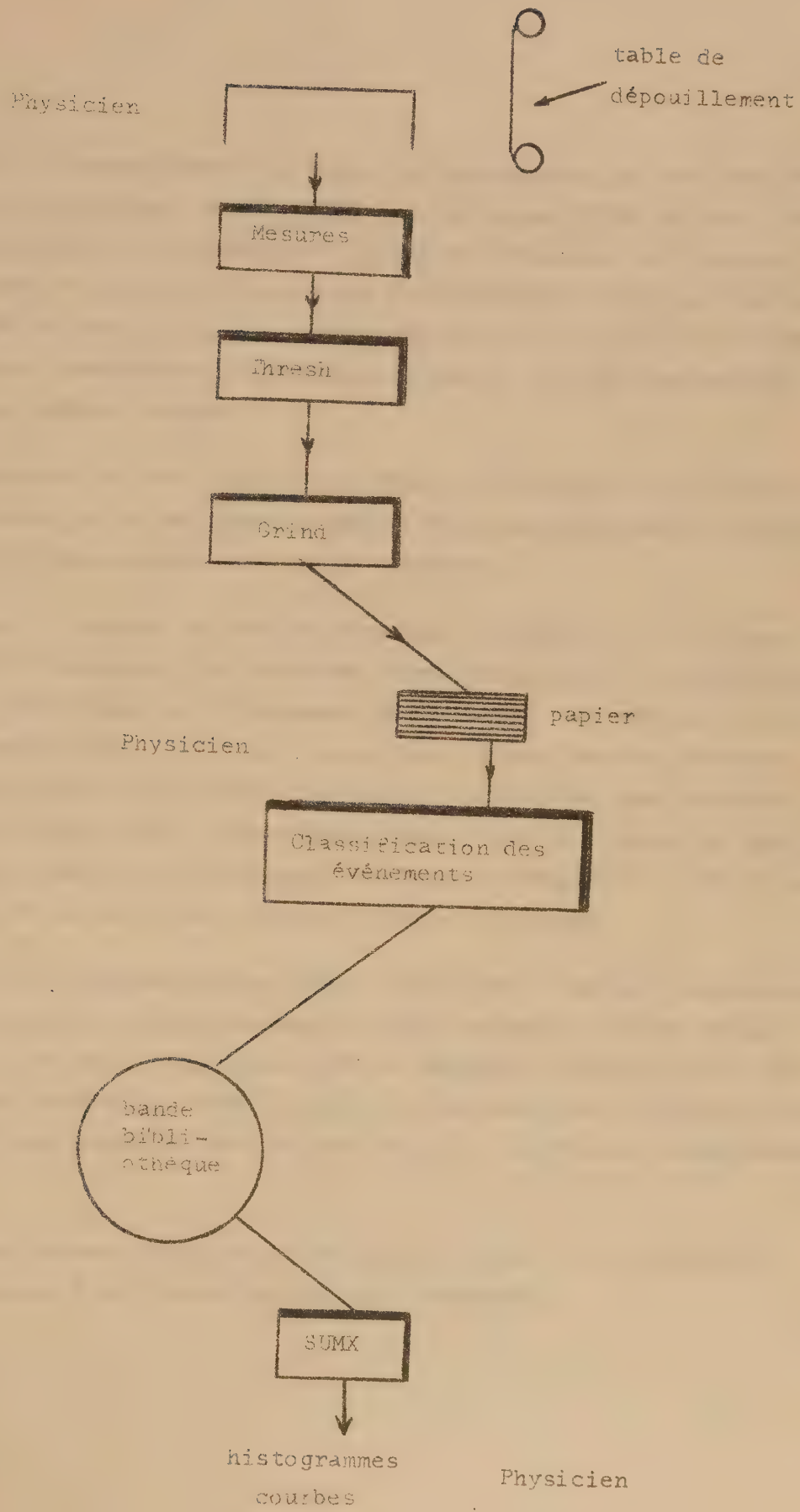


table de
dépouillement
Physicien
Mesures
Thresh
Grind
papier
Physicien
Classification des
événements
bande
bibli-
othèque
SUMX
histogrammes
courbes
Physicien

Après le dépouillement du film, les événements ont été mesurés et calculées par le programme THRESH-GRIND. Le programme GRIND calcule les différentes possibilités cinématiques de chaque événement, et imprime sur une bande de papier toutes les grandeurs caractérisant chaque production possible. GRIND calcule aussi pour chacun de ces cas, le χ^2 et la probabilité p définie comme étant la probabilité que le χ^2 ait une valeur supérieure à la valeur trouvée.

La décision du type auquel appartient l'événement a été faite d'après le critère de la meilleure probabilité, compatible avec la densité d'ionisation des traces observées sur les photos.

Lorsque le nombre de contraintes qui déterminent le "fit" est égal au nombre d'inconnues, le programme donne simplement les différentes possibilités cinématiques de l'événement sans aucune information sur les probabilités respectives. Ceci peut avoir lieu, quand une ou plusieurs traces observées sur le film sont droites, et qu'il n'est pas possible, par conséquent, de mesurer leurs impulsions. Dans ce cas, le choix du type de réaction auquel appartient l'événement est fait en étudiant en détail la désintégration de la particule étrange au moyen d'abaques.

Une fois l'événement classifié, seules les grandeurs calculées par GRIND pour le type de production choisi, sont imprimées sur une bande - bibliothèque. A l'aide du programme SUMX de BERKELEY (Université de Californie), on peut ensuite extraire toutes les informations contenues dans ces bandes - bibliothèque et nécessaires pour les différents histogrammes et courbes.

L'organigramme de la page précédente indique les différentes phases, nécessaires à la classification des événements.

calculées par le programme THRESH-GRIND. Le programme GRIND calcule les

bilité p définie comme étant la probabilité que le χ^2 ait une valeur

La décision du type auquel appartient l'événement a été faite d'après le critère de la meilleure probabilité; compatible avec la

Lorsque le nombre de contraintes qui déterminent le "fit" est

possibilités cinématiques de l'événement sans aucune information sur les

traces observées sur le film sont droites, et qu'il n'est pas possible, par conséquent, de mesurer leurs impulsions. Dans ce cas, le choix du type de réaction auquel appartient l'événement est fait en étudiant en détail la désintégration de la particule étrange au moyen d'abaques.

bibliothèque. A l'aide du programme SUMX de BERKELEY (Université de Californie), on peut ensuite extraire toutes les informations contenues dans ces bandes - bibliothèque et nécessaires pour les différents histogrammes

CHAPITRE I.

DELIMINATION DES CARACTERISTIQUES DU FAISCEAU.

Le faisceau séparé de K^- a été calculé pour fournir des kaons ayant une impulsion de 1,5 GeV/c et est décrit en détail dans le rapport C.E.R.N. 62-19 par W.A. COOPER et al.

Pendant chaque cycle d'accélération, durant 2 secondes, 10^{11} protons sont accélérés dans le synchrotron et atteignent une énergie de 22 GeV. Une cible est interposée sur la trajectoire des protons et produit de nombreux types de particules possédant un large spectre d'énergie et distribués dans l'espace. Parmi ces particules, on désire capter les mésons K^- d'impulsion 1,5 GeV/c. Cela est réalisé par les éléments du faisceau qui sélectionnent les K^- avec la bonne impulsion.

Cette partie du travail a pour but de vérifier et de déterminer la valeur exacte de l'impulsion du faisceau, ainsi que la largeur expérimentale de la distribution de l'impulsion des K^- incidents.

On a utilisé deux méthodes différentes, l'une dépendant de la mesure des parcours de traces s'arrêtant dans la chambre, l'autre du "fit" cinématique calculé par le programme THRESH-GRIND.

L première méthode consiste à sélectionner les désintégrations des K^- en deux corps et à mesurer le parcours des secondaires chargés, pour en déduire l'impulsion des K^-. La seule désintégration en deux corps pour laquelle la particule secondaire chargée s'arrête dans la chambre, est

$$K^- \rightarrow \mu^- + \nu$$

Dans le deuxième cas, on a pris les désintégrations τ des K^-

$$K^- \rightarrow \pi^- + \pi^- + \pi^+$$

DÉLIMINATION DES CARACTÉRISTIQUES DU FAISCEAU.

une impulsion de 1,5 GeV/c et est décrit en détail dans le rapport C,E,R,N,

sont accélérés dans le synchrotron et atteignent une énergie de 22 GeV. Une cible est interposée sur la trajectoire des protons et produit de nombreux types de particules possédant un large spectre d'énergie et distribués dans l'espace. Parmi ces particules, on désire capter les mésons K^- d'impulsion

les K^- avec la bonne impulsion.

Cette partie du travail a pour but de vérifier et de déterminer la

On a utilisé deux méthodes différentes, l'une dépendant de la mesure des parcours de traces s'arrêtant dans la chambre, l'autre du "fit" cinématique calculé par le programme THRESH-GRIND.

La première méthode consiste à sélectionner les désintégrations des K^- en deux corps et à mesurer le parcours des secondaires chargés, pour en déduire l'impulsion des K^-. La seule désintégration en deux corps pour laquelle la particule secondaire chargée s'arrête dans la chambre, est

car les secondaires sont tous les trois, chargés et leurs impulsions, par conséquent, mesurables. Le nombre de containtes du problème est alors maximum et permet la meilleure détermination de l'impulsion du K^- (paragraphe II).

I) DESINTEGRATION DES K^- PAR LE CANAL $K^- \rightarrow \mu^- + \nu$.

La cinématique de la désintégration est complètement déterminée, lorsqu'on connaît l'énergie et l'angle d'émission du μ (tableau 4).

Parmi les K^- qui se désintègrent par ce canal, on choisira ceux dont le μ s'arrête dans la chambre. L'énergie du K sera obtenue en mesurant son parcours; la densité de l'hydrogène est de 0,06 ± 5 %.

Cette méthode permettra de connaître l'impulsion des K^- sans utiliser la valeur du champ magnétique dans la chambre.

Comme les K^- ont approximativement une impulsion de 1,5 GeV/c, les impulsions minimum et maximum du μ dans le laboratoire, seront respectivement 0,0308 GeV/c et 1,53 GeV/c. Le tableau 4 donne toutes les grandeurs cinématiques de la désintégration dans ce cas.

Une partie des μ émis en arrière dans le centre de masse de la désintégration s'arrêtera donc dans la chambre.

Malheureusement, la statistique est assez faible, puisqu'on a trouvé seulement 23 événements de ce genre.

Ces 23 événements ont été représentés dans un diagramme rectangulaire ou l'abscisse et l'ordonnée sont respectivement l'angle d'émission $\theta_{K\mu}$ dans le laboratoire (figure 4) et le parcours R_μ dans la chambre.

On voit que dans le cas le plus défavorable, une erreur de 5 % sur le parcours correspond à une erreur d'environ 20 MeV/c, sur l'impulsion du K^-. Là où les courbes commencent à être coudées, l'erreur est de l'ordre de

[illegible]s secondaires sont tous les trois, chargés et leurs impulsions, par [illegible] permet la meilleure détermination de l'impulsion du K^- (para- [illegible]

[illegible]

[illegible]matique de la désintégration est complètement déterminée, [illegible] connaît l'énergie et l'angle d'émission du μ (tableau 4).

[illegible] le μ s'arrête dans la chambre. L'énergie du K sera obtenue en mesurant [illegible] parcours; la densité de l'hydrogène est de 0,06 ± 5 %.

[illegible] teur du champ magnétique dans la chambre.

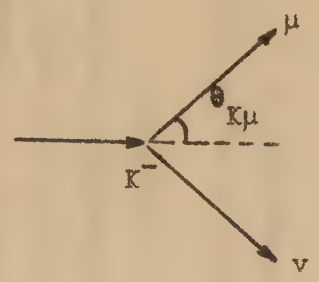
Comme les K^- ont approximativement une impulsion de 1,5 GeV/c, les [illegible]lsions minimum et maximum du μ dans le laboratoire, seront respective- [illegible] atiques de la désintégration dans ce cas.

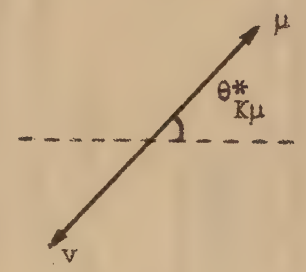
Une partie des μ émis en arrière dans le centre de masse de la [illegible]

Malheureusement, la statistique est assez faible, puisqu'on a [illegible] seulement 23 événements de ce genre.

Ces 23 événements ont été représentés dans un diagramme rectangu- [illegible] ou l'abscisse et l'ordonnée sont respectivement l'angle d'émission [illegible] dans le laboratoire (figure 4) et le parcours R_μ dans la chambre.

On voit que dans le cas le plus défavorable, une erreur de 5 % sur [illegible] . Là où les courbes commencent à être coudées, l'erreur est de l'ordre de





	$\theta^*_{K\mu}$	$\theta_{K\mu}$	Impulsion laboratoire	Energie cinétique laboratoire	Parcours R_μ
Energie minimum du	180	0	0,0308 GeV/c	4,4 MeV	1,3 cm
Energie maximum du	0	0	1,54 GeV/c	1,44 GeV	beaucoup plus grand que dimensions de la chambre

TABLEAU 4

TABLEAU 4

15 MeV/c. La distribution de l'impulsion de ces événements a été représentée dans la figure 5.

La seule conclusion possible de cette étude, est que la largeur du faisceau est assez importante et qu'il n'est pas possible, en raison du petit nombre d'événements, de déterminer avec sûreté, la valeur moyenne de l'impulsion.

II) DETERMINATION DE L'IMPULSION DES K^- PAR LA DESINTEGRATION τ IMPULSION DEDUITE DE LA MESURE DES RAYONS DE COURBURE.

Après la mesure des rayons de courbure des trois pions de désintégration, on peut en déduire l'impulsion du K^- en vertu de la conservation de l'impulsion. Cette valeur sera, dans tout ce qui suit, appelée valeur mesurée de l'impulsion du K^-.

En mesurant ainsi toutes les désintégrations τ trouvées dans le film, on obtient une distribution expérimentale des impulsions dont il sera possible d'estimer la moyenne et l'écart type.

Impulsion déduite du "fit" (ajustement) de la désintégration.

Le programme GRIND calcule le "fit" cinématique de la désintégration et donne l'impulsion ajustée du K^- ("fitted momentum").

L'erreur sur la valeur mesurée de l'impulsion est due aux erreurs faites sur l'appréciation des impulsions des trois pions. La valeur ajustée, elle, est solution d'un système surdéterminé d'équation, calculée par la méthode des moindres carrés (30). Dans ce cas, il y a quatre équations qui définissent la conservation de l'impulsion et de l'énergie, et une inconnue, le module de l'impulsion du K^-. L'estimation de la grandeur inconnue, ou des grandes inconnues dans le cas général, est d'autant plus précise que le nombre d'équations supplémentaires ou contraintes, est grand.

Les erreurs individuelles sur les impulsions ajustées sont plus petites que celles dues à la mesure des impulsions des trois pions : la distribution de l'impulsion ajustée des τ sera plus étroite que celle déduite de la mesure directe.

Par conséquent, c'est la distribution de l'impulsion ajustée des τ qui donnera la meilleure détermination de la moyenne et de la largeur du faisceau.

La comparaison entre les valeurs moyennes mesurées et ajustées de l'impulsion des K^- est un test important pour connaître l'exactitude de la valeur assignée au champ magnétique.

En effet, l'impulsion moyenne mesurée, dépend de la valeur assignée au champ magnétique : il y a une corrélation de 100 % entre cette valeur moyenne et le champ.

Le degré de corrélation entre le champ et l'impulsion ajustée est plus petite que 100 %, car l'impulsion ajustée dépend non seulement, du champ, mais aussi de l'ajustement (fit) cinématique. Si la valeur du champ magnétique est correcte, il faut que les distributions des impulsions mesurées et ajustées soient centrées sur la même valeur, compte-tenu des erreurs statistiques.

Evénements parasites.

Sur la table de dépouillement, la désintégration τ apparaîtra comme un événement à trois branches. Il y a toutefois, une classe d'événements qui ont la même constitution topologique et qui risquent donc, d'être confondus avec les τ.

Ce sont les désintégrations des K^- par le canal :

$$K^- \rightarrow \pi^- + \pi^0$$

avec

$$\pi^0 \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$$

Les erreurs individuelles sur les impulsions ajustées sont plus petites que celles dues à la mesure des impulsions des trois pions : la distribution de l'impulsion ajustée des τ sera plus étroite que celle déduite de la mesure directe.

[illegible]

qui donnera la meilleure détermination de la moyenne et de la largeur du

l'impulsion des K^- est un test important pour connaître l'exactitude de la

En effet, l'impulsion moyenne mesurée, dépend de la valeur assignée au champ magnétique ; il y a une corrélation de 100 % entre cette

Le degré de corrélation entre le champ et l'impulsion ajustée est

champ, mais aussi de l'ajustement (fit) cinématique. Si la valeur du champ magnétique est correcte, il faut que les distributions des impulsions

Sur la table de dépouillement, la désintégration τ apparaîtra com

$$K^- \to \pi^- + \pi^0$$

avec

$$\pi^0 \to e^+ + e^- + \gamma$$

D'après le tableau 5, on a le rapport d'embranchement suivant :

$$\frac{(K^- \to \pi^+ + \pi^0)}{(K^- \to \pi^- + \pi^+ + \pi^0)} = \frac{23,2}{6,77}$$

Or, 1,2 % des π^0 se désintègrent en une paire de DALITZ, plus un gamma, ce qui donne un nombre d'événements parasites de

$$\frac{N_{parasites}}{N_\tau} = 4\ \%$$

3 % de ces événements ont été éliminés durant le dépouillement. Afin d'éliminer les événements rentrant, on procède de la manière suivante :

Pour chaque événement, le χ^2 correspondant à l'hypothèse de la désintégration τ a été calculé.

En principe, ces valeurs calculées doivent suivre une distribution du χ^2 à 3 degrés de liberté :

$$\frac{dN}{d(\chi^2)} = f\ (\chi^2)$$

avec N = nombre total d'événements.

Les événements ayant un grand χ^2 seront moins probables, aussi peut-on fixer une limite supérieure χ^2 et rejeter tous les événements avec $\chi^2 > \chi^2$ max.

L'intervalle de confiance pour le χ^2 est choisi de telle manière, que :

$$n = \int_{\chi^2_{max}} f(\chi^2)\ d(\chi^2)$$

soit 5 % du nombre total d'événements.

Toutefois, pour éviter de fixer une limite sur le χ^2, qui dépend du nombre de degrés de liberté du problème, on a préféré introduire une limite sur la probabilité p, défini de la manière suivante :

$$p = \int_{\chi^2}^{\infty} f(\chi^2)\, d(\chi^2)$$

L'intervalle de confiance est donc fixé de telle manière, qu'on rejete tous les événements dont la probabilité p est inférieure à 0,05.

III) RESULTATS.

Les figures 6 et 7 donnent les distributions des impulsions mesurées et ajustées avec et sans condition de probabilité.

Le tableau 6 résume toutes les grandeurs caractéristiques de l'impulsion du faisceau.

Dans les deux cas, des figures 7 et 8, les distributions mesurées et ajustées sont centrées sur la même valeur, compte-tenu des erreurs statistiques. La valeur assignée au champ magnétique est donc bien correcte.

L'impulsion déduite de la désintégration $K^- \rightarrow \mu + \nu$, qui ne dépend pas de la valeur du champ magnétique, donne une valeur compatible avec la valeur obtenue par les τ. Le petit nombre de ces événements ne permet pas de déterminer la valeur moyenne de la distribution des impulsions des K.

Tous les résultats concernant les τ, avec ou sans condition de probabilité, sont cohérents. En définitive, la largeur et l'impulsion moyenne du faisceau ont été fixées par la courbe de la distribution des impulsions, ajustées des τ avec $p \geq 0{,}05$ % :

Soit

$$\bar{p} = 1{,}450 \text{ GeV/c} \pm 36 \text{ MeV/c}.$$

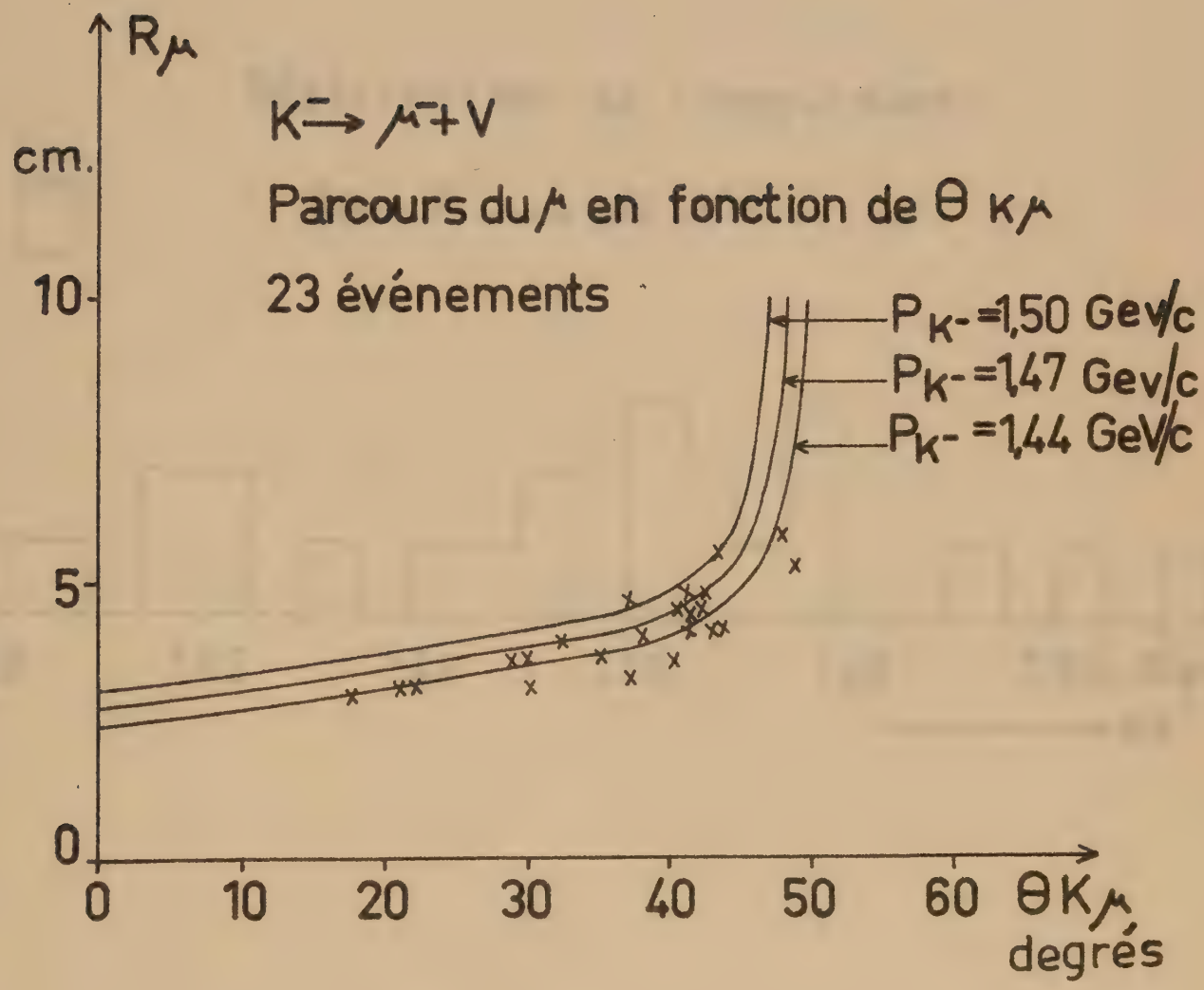

R_μ
cm.
$K^- \rightarrow \mu^- + V$
Parcours du μ en fonction de $\theta_{K\mu}$
23 événements
$P_{K^-} = 1{,}50$ Gev/c
$P_{K^-} = 1{,}47$ Gev/c
$P_{K^-} = 1{,}44$ GeV/c
10
5
0
0
10
20
30
40
50
60
$\theta K\mu$
degrés

Figure 4

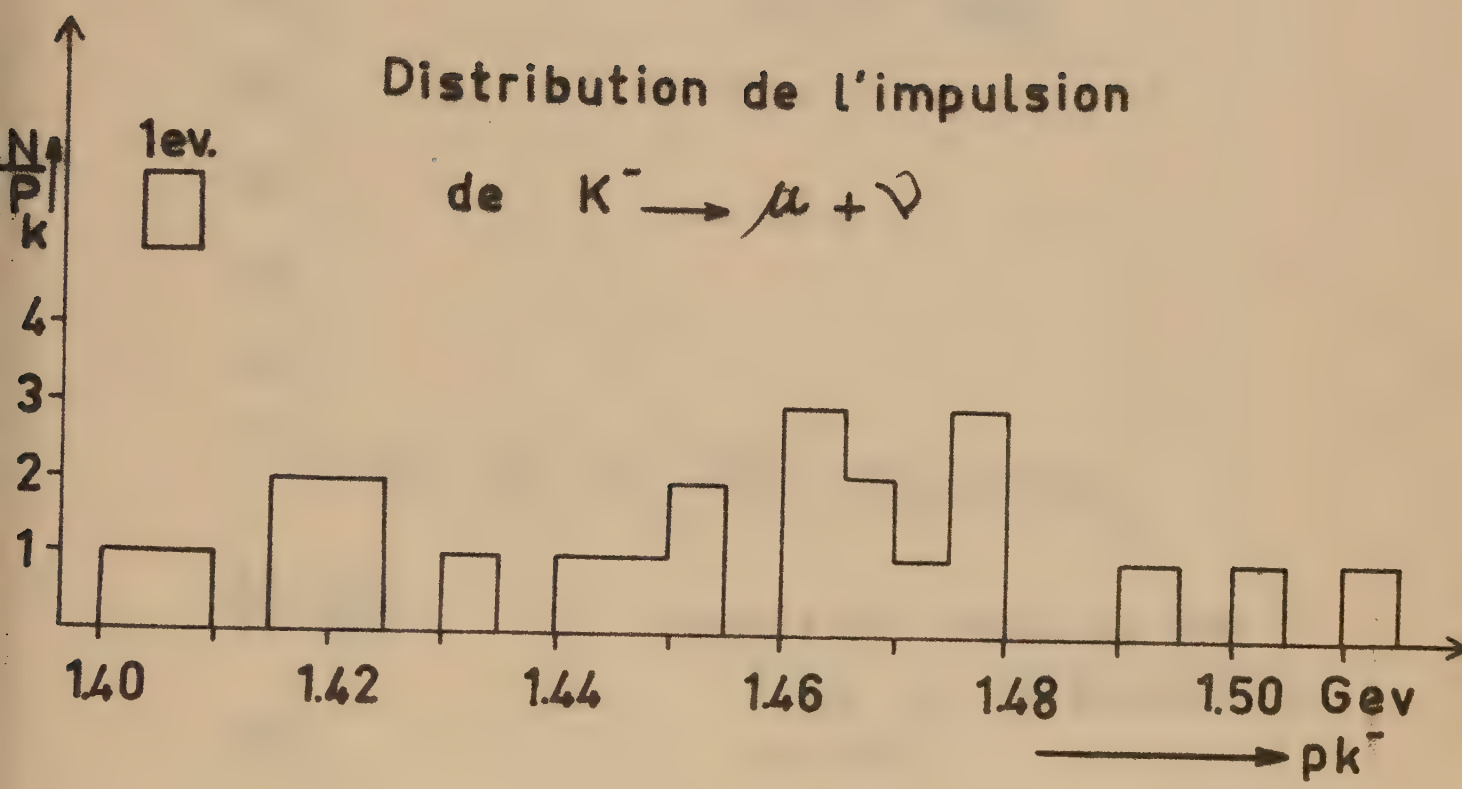
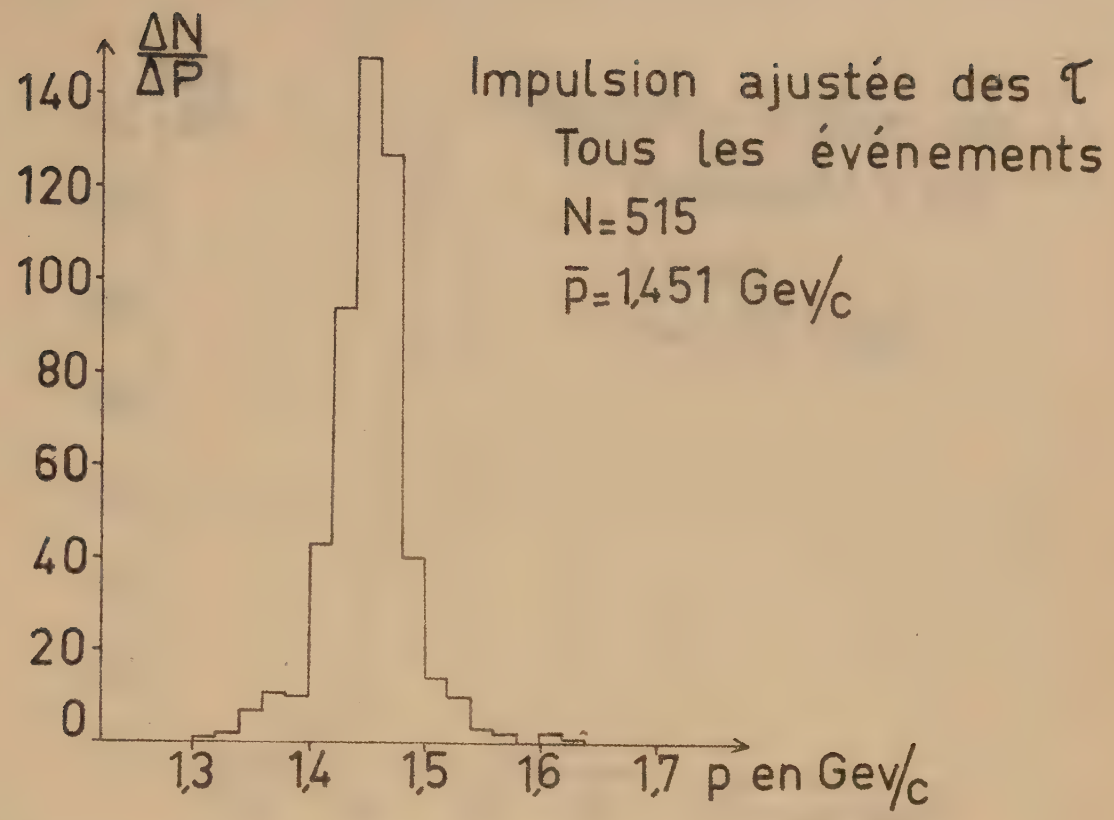

Distribution de l'impulsion
de $K^- \longrightarrow \mu + \nu$
1ev.
$\frac{N}{P_k}$
4
3
2
1
1.40
1.42
1.44
1.46
1.48
1.50 Gev
p_{k^-}

Figure 5


ΔN/ΔP
140
120
100
80
60
40
20
0
Impulsion ajustée des τ
Tous les événements
N=515
p̄=1,451 Gev/c
1,3
1,4
1,5
1,6
1,7
p en Gev/c

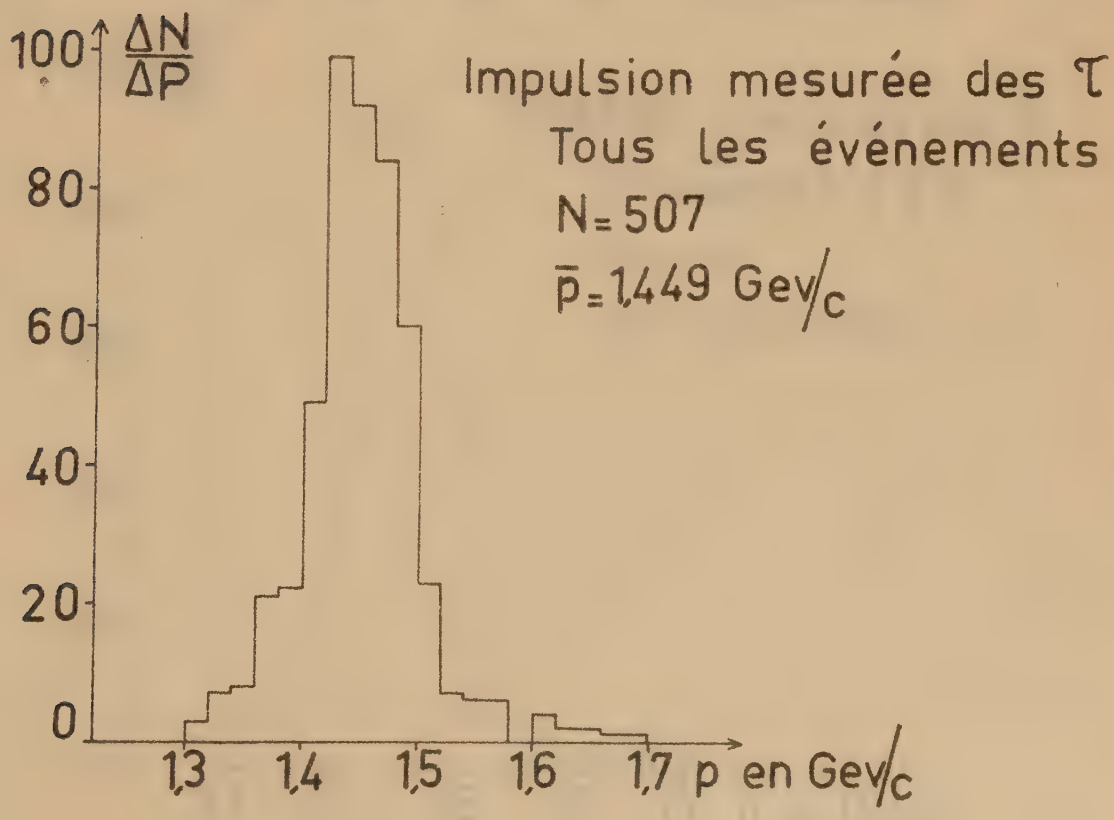
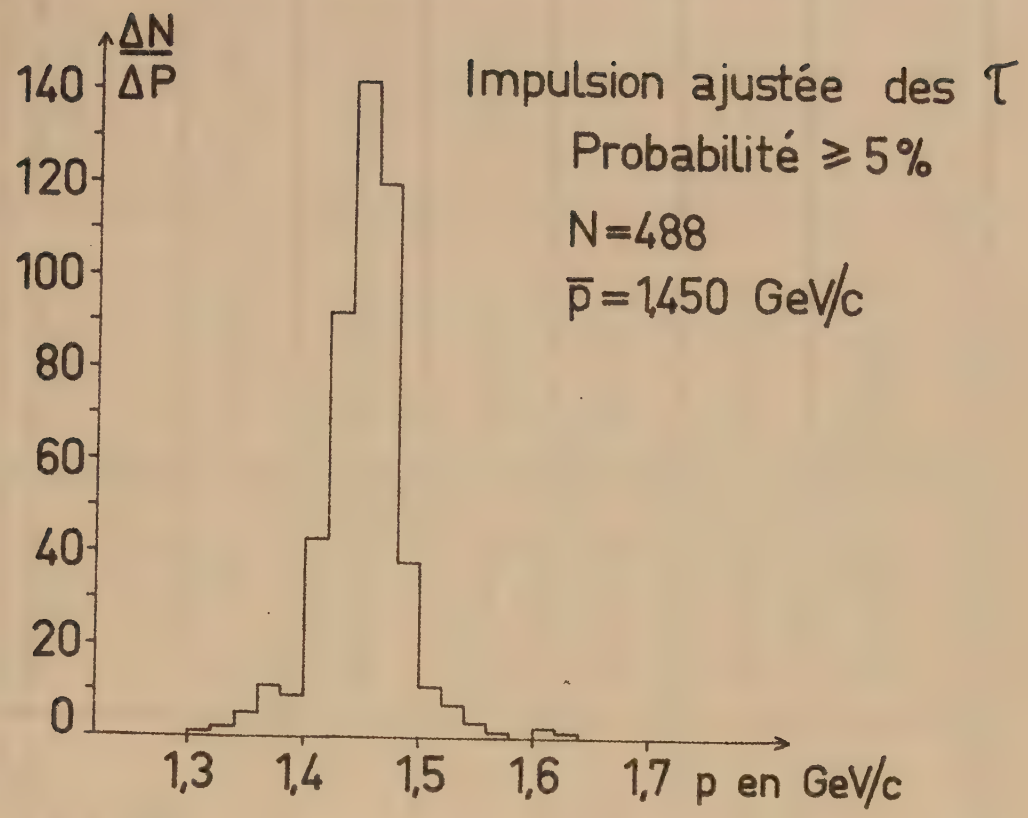

ΔN/ΔP
100
80
60
40
20
0
Impulsion mesurée des τ
Tous les événements
N=507
p̄=1,449 Gev/c
1,3
1,4
1,5
1,6
1,7
p en Gev/c

Figure 6


ΔN/ΔP
140
120
100
80
60
40
20
0
Impulsion ajustée des τ
Probabilité ≥ 5%
N=488
p̄=1,450 GeV/c
1,3
1,4
1,5
1,6
1,7
p en GeV/c

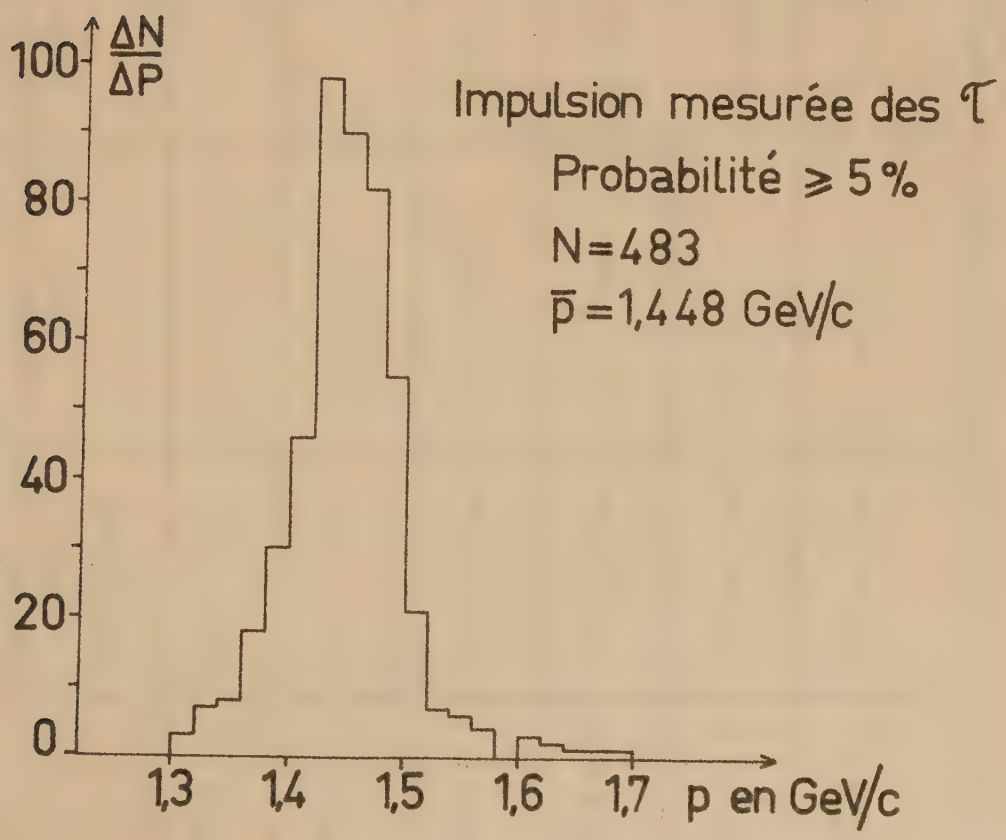

ΔN/ΔP
100
80
60
40
20
0
Impulsion mesurée des τ
Probabilité ≥ 5%
N=483
p̄=1,448 GeV/c
1,3
1,4
1,5
1,6
1,7
p en GeV/c

Figure 7

RAPPORT DE BRANCHEMENT POUR LA DESINTEGRATION DES $K^{\pm}$

Mode de désintégration	EMULSION K^+ A L'ARRET				XENON B.C. K^+ à l'arrêt	HELIUM B.C. K^- en vol
	BIRGUE et al (10) BRUIN et al (11)	ALEXANDER et al (12)	TAYLOR et al (13)	BOGGILD et al (14)	ROE et al (15)	BECKER et al (16)
$K^{\pm}_{\mu 2} \rightarrow \mu^{\pm} + \nu$	58.5 ± 3.0	57.0 ± 2.6		61.4 ± 4.0	64.2 ± 1.3	56.8 ± 3.5
$K^{\pm}_{\pi 2} \rightarrow \pi^{\pm} + \pi^{o}$	27.7 ± 2.7	23.2 ± 2.2		20.4 ± 4.0	18.6 ± 0.9	25.8 ± 3.0
$K^{\pm}_{\tau} \rightarrow \pi^{\pm} + \pi$	5.56 ± 0.41	6.77 ± 0.45	5.2 ± 0.3	7.7 ± 0.8	5.7 ± 0.3	5.7 ± 0.9
$K^{\pm}_{\tau'} \rightarrow \pi^{\pm} + \pi^{o} + \pi^{o}$	2.15 ± 0.47	2.15 ± 0.42	1.5 ± 0.2	2.8 ± 0.8	1.7 ± 0.2	
$K^{\pm}_{\mu 3} \rightarrow \mu^{\pm} + \pi^{o} + \nu$	2.83 ± 0.95	5.9 ± 1.3	2.8 ± 0.4	4.3 ± 1.8	4.8 ± 0.6	11.8 ± 2.0
$K^{\pm}_{e3} \rightarrow e^{\pm} + \pi^{o} + \nu$	3.23 ± 1.30	5.1 ± 1.3		3.4 ± 1.7	5.0 ± 0.5	

TABLEAU 5

	TOUS LES EVENEMENTS				
	Nombre d'événements	P Valeur moyenne GeV/c	Erreur sur p MeV/c	Ecart type estimé MeV/c	Largeur à demi-hauteur MeV/c
mesuré	507	1.449	2.30	51.72	90
ajusté	515	1.451	1.62	36.83	60
EVENEMENTS AVEC P ≥ 5 %					
mesuré	483	1.448	2.51	49.46	80
ajusté	488	1.450	1.62	35.68	60

TABLEAU 6

CHAPITRE II.

SECTIONS EFFICACES PARTIELLES.

Le but de cette partie du travail est de déterminer les sections efficaces partielles K^-p. L'impulsion des K^- a été déterminée dans la première partie et a pour valeur $\overline{p}_K$ = 1,450 GeV/c, ce qui donne une énergie de 2,002 GeV, disponible dans le centre de masse de la production.

Avec cette énergie, on peut produire les réactions suivantes :

$K^- + p \rightarrow$	$\Lambda + \pi^+ + \pi^-$	
	$\Lambda + \pi^+ + \pi^- + m\,\pi^o$	$m \leq 4$
	$\overline{K}^o + p + \pi^-$	
	$\overline{K}^o + p + \pi^- + m\,\pi^o$	$m \leq 3$
	$\Sigma^o + \pi^+ + \pi^-$	
	$\Sigma^o + \pi^+ + \pi^- + m\,\pi^o$	$m \leq 3$
	$\overline{K}^o + n + \pi^+ + \pi^-$	
	$\overline{K}^o + n + \pi^+ + \pi^- + m\,\pi^o$	$m \leq 2$
	$\overline{K}^o$ + neutres	
	Λ + neutres	
	$\Sigma^+ + \pi^+ + \pi^- + \pi^-$	
	$\Sigma^+ + \pi^+ + \pi^- + \pi^- + \pi^o$	
	$\Sigma^- + \pi^- + \pi^+ + \pi^+$	
	$\Sigma^- + \pi^- + \pi^+ + \pi^+ + \pi^o$	
	$\Lambda + \pi^+ + \pi^+ + \pi^- + \pi^-$	

$\Xi^{o} + K^{o} + m\,\pi^{o}$	$m \leq 1$
$\Xi^{-} + K^{+} + m\,\pi^{o}$	$m \leq 1$
$K^{-} + \pi^{+} + n$	
$K^{-} + \pi^{+} + n + m\,\pi^{o}$	$m \leq 3$
$K^{-} + p + \pi^{o}$	
$K^{-} + p + m\,\pi^{o}$	$m \leq 4$
$\Sigma^{-} + \pi^{+}$	
$\Sigma^{-} + \pi^{+} + m\,\pi^{o}$	$m \leq 4$
$\Sigma^{+} + \pi^{-}$	
$\Sigma^{+} + \pi^{-} + m\,\pi^{o}$	$m \leq 4$

D'autre part, l'énergie dans le centre de masse est suffisante pour observer les résonances de pions ρ (750), ω (782), K^{*}(888) et les résonances pions - hypérons Y^{*}_{o}(1405), Y^{**}_{o}(1520), Y^{*}_{1}(1385) et Y^{*}_{1}(1660).

En annexe à ce chapitre, sont représentés quelques événements typiques tels qu'ils sont observés pendant le dépouillement et lors de la classification des événements.

Le tableau N° 7 résume toutes les valeurs des sections efficaces partielles connues jusqu'à présent. Les variations des sections efficaces, totale et élastique en fonction de l'impulsion des K^{-} sont représentées dans la figure 8. Les chiffres placés près des points expérimentaux indiquent les références d'où sont tirées ces valeurs. Comme on ne connaît pas le nombre total des K^{-} entrés dans la chambre, il n'est pas possible de calculer la section efficace inélastique absolue. On a pris pour meilleure valeur, celle déduite de la figure 8.

$$\sigma_{\text{inélastique}} = (19 \pm 1{,}41)\ \text{mb}$$

DIFFUSIONS ÉTRANGES PARTICULIERS $K^- + p$ au MB EN FONCTION

Interactions	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
K^-_{+}	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
K^-_{-}	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
K^-_{0}	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
$\Lambda K^+ \pi^-$	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
$\Lambda K^0 \pi^0$	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
$\Sigma^- K^+ \pi^-$	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
$\Sigma^- K^0 \pi^0$	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
$\Sigma^- K^- \pi^+$	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
$\Sigma^+ K^- \pi^0$	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
$\Sigma^+ K^0 \pi^-$	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
$\Sigma^- K^+ \pi^0$	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
$\Sigma^- K^0 \pi^+$	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
$\Sigma^+ K^- \pi^+$	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
$\Sigma^+ K^0 \pi^0$	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
$\Sigma^- K^+ \pi^+$	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
$\Sigma^- K^0 \pi^0$	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
$\Sigma^+ K^- \pi^0$	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
$\Sigma^+ K^0 \pi^-$	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
$\Sigma^- K^+ \pi^-$	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
$\Sigma^- K^0 \pi^+$	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
$\Sigma^+ K^- \pi^+$	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
$\Sigma^+ K^0 \pi^0$	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
Section efficace totales $K^- p$	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]

TABLEAU V (assemblé par

a) obtenu par extrapolation des expériences faites avec $\bar{\sigma}_K = 0,382$ et $\bar{\sigma}_\Lambda = 0,387$

b) [illegible] collation $\sigma(\Sigma^0 \pi^0) = \sigma(\Sigma^+ \pi^0 + \Lambda \pi^0) \times 1/2$ $\sigma(\Lambda \pi^+ \pi^-)$

c) obtenu par des considérations sur l'espace de phase.

T a b l e

SECTIONS EFFICACES PARTIELLES $K^- + p$ en mb EN FONCTION

éférences	(18)						
Impulsions	0,293	0,350	0,387	0,392	0,390 [a]	0,434	0,513
K^- en GeV/c	± 0,042	± 0,031	± 0,030	± 0,030	± 0,030	± 0,026	± 0,02
$K^- p$	48,2±4,2	34,0±3,2	31,9±2,5	34,0±3,0	32,7±1,8	30,6±3,4	26,5±3,
$\bar{K}^o \pi$	8,0±1,2	5,1±1,1	8,1±1,0	10,0±1,0	8,8±0,7	6,0±1,2	3,6±0,
$\Lambda \pi^o$	5,2±0,9	4,5±1,0	2,9±0,5	3,3±0,6	3,1±0,3	3,2±0,7	1,6±0,
$\Sigma^o \pi^o$	5,2±0,9 [b]	6,3±1,4 [b]	6,9±0,9 [b]	6,4±1,0 [b]	6,7±0,6 [b]	4,9±1,3 [b]	1,7±0,
$\Sigma^+ \pi^-$	13,6±1,4	10,6±1,4	11,4±1,0	14,0±1,4	12,5±0,8	8,2±0,9	7,5±1,
$\Sigma^- \pi^+$	10,0±1,1	6,9±1,0	6,0±0,6	8,3±0,9	6,9±0,5	6,1±0,7	4,9±0,
$\Lambda\pi^+ \pi^-$	0,15±0,10	0,9±0,3	1,2±0,3	2,4±0,4	1,6±0,2	1,5±0,4	2,0±0,
$\Lambda\pi^o \pi^o$	0,3±0,2 [c]	1,9±0,6 [c]	1,2±0,4 [c]	1,8±0,3 [c]	1,5±0,2 [c]	0,8±0,4 [c]	1,1±0,
$\pi^o \pi^o$							
$\pi^+ \pi^-$	0±0,08	0±0,09	0,08±0,05	0,06±0,06	0,07±0,06	0±0,08	0,3±0,
$\pi^- \pi^o$	0±0,05	0,06±0,06	0,09±0,05	0,21±0,04	0,11±0,04	0,18±0,11	0,20±0,
$\pi^+ \pi^o$	0,05±0,05	0±0,06	0,03±0,03	0,17±0,05	0,12±0,05	0±0,06	0,14±0,
$p \pi^o$							
$\pi \pi^+$							
$p \pi^-$							
$\pi \pi^o$							
$\Lambda\pi^+ \pi^- \pi^o$							
$\pi^+ \pi^- \pi^o$							
$\pi^- \pi^+ \pi^-$							
$\pi^+ \pi^- \pi^+$							
$p \pi^+ \pi^-$							
$p \pi^- \pi^o$							
$\pi \pi^+ \pi^-$							
$\pi^+ \pi^- \pi^o \pi^o$							
$\pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$							
$\bar{K}^o p \pi^- \pi^+ \pi^-$							
$\Xi^o K^o$							
$\Xi^- K^+$							
$\Xi^- K^+ \pi^o$							
$\Xi^- K^o \pi^+$							
$\Lambda K^+ K^-$							
$\Lambda K^o \bar{K}^o$							
$\Sigma^o K^o \bar{K}^o$							
$\Sigma^\pm K^\mp K^o$							
ections fficaces otales $K^- p$	90,7±4,9	70,2±4,2	69,6±3,2	80,6±4,0	73,8±2,3	61,5±4,1	49,5±3,

TABLEAU 7 (assemblé par

a) obtenu par extrapolation des expériences faites avec $P_K = 0,392$ et $P_K = 0,387$

b) obtenu par la relation $\sigma(\Sigma^o\pi^o) = \sigma(\Sigma^o\pi^o + \Lambda\pi^o\pi^o) - 1/2\ \sigma(\Lambda\pi^+\pi^-)$

DE L'IMPULSION INCIDENTE DANS LE LABORATOIRE (en GeV/c)

			(20)	(21 à 24)	(23,27)	(26)	(27,28)
620	0,760	0,850	1,15	1,22	1,51	1,80	2,24
0,015	± 0,007	± 0,010	± 0,02	± 0,04	± 0,05	± 0,07	± 0,02
,0±1,0	16,7±1,0	22,4±2,0	18,3±1,5				
,3±0,4	3,8±0,3	4,0±0,3	5,3±0,5	2,3±0,1			1,04
,4±0,3	2,6±0,2	2,7±0,2	2,1±0,2				1,31(Λ^o+ neutres)
,1±0,3	1,4±0,2	0,8±0,1	1,2±0,3				
,6±0,6	2,8±0,3	2,0±0,2	1,3±0,2				0,21
,0±0,3	3,3±0,2	1,3±0,1	1,4±0,2				0,06
,7±0,3	4,3±0,3	3,5±0,3	3,1±0,4	2,2±0,2	1,4±0,3		0,52
							1,31(Λ^o+ neutres)
,1±0,2	1,9±0,2	1,3±0,2	1,5±0,2				
,3±0,15	0,8±0,15	0,7±0,15	1,0±0,2				0,46
,1±0,05	0,8±0,2	0,5±0,1	1,0±0,2	0,50±0,04	0,93±0,07		0,67($\Sigma^+\pi^-$+ neutres)
,3±0,1	0,8±0,1	0,7±0,1	0,8±0,2	0,45±0,04	0,93±0,07		0,49($\Sigma^-\pi^+$+ neutres)
,0±0,03	0,18±0,1	0,3±0,1	1,0±0,3				
06±0,06	0,0±0,05	0,2±0,1	2,1±0,4				
,0±0,03	0,04±0,03	0,10±0,06	2,0±0,3	1,61±0,15			1,36
,0±0,03	0,0±0,08	0,3±0,1	1,3±0,3				2,20($\overline{K}^o$ + neutres)
,0±0,03	0,25±0,05	0,15±0,05	1,1±0,2				1,85
				0,03±0,03			
			0,19±0,06	0,11±0,2	0,25±0,01		0,15
			0,12±0,05	0,08±0,1	0,25±0,01		0,18
							0,52($\overline{K}^o p\ \pi^-$+neutres)
							0,47
			inclus (17,18)				0,21($\Lambda\pi^+\pi^-$+ neutres)
							0,10
							0,097±0,014 } $2,13^e \pm 2,0^e$
						0,030±0,008	0,037±0,008 }
						0,075±0,013	0,054±0,012 }
							0,076±0,017
							0,067±0,009
							0,017
							0,020±0,006
,4±1,5	40,1±1,3[d]	40,6±2,1[d]	45±2				12,31

NIKOLIC et al communication privée)

d) on a tenu compte dans la section efficace totale des produits $\Lambda\ n$($n \rightarrow$ neutres)

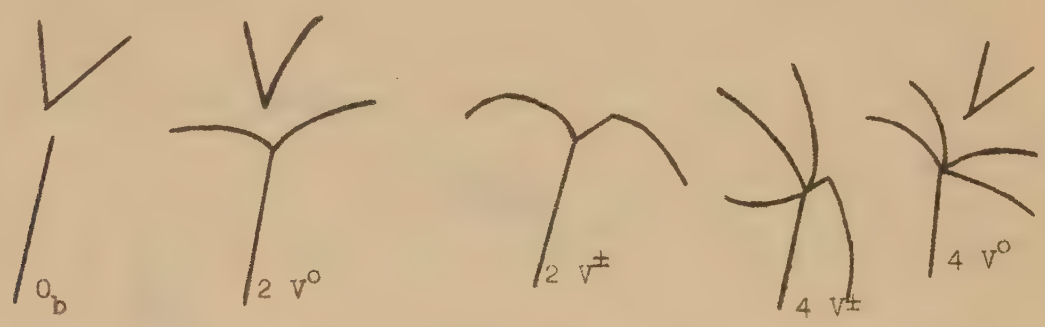
e) corrigé en tenant compte des pertes par désintégrations neutres

Avec cette valeur comme référence, on pourra calculer les sections efficaces partielles, en tenant compte de plusieurs corrections qui sont passées en revue ci-dessous.

I) CORRECTIONS DUES AUX PERTES DURANT LE DEPOUILLEMENT.

Pendant le dépouillement du film, il y a des événements qui n'ont pas été repérés, soit à cause de la fatigue ou de la distraction de l'observateur, soit que la configuration de l'événement prête à confusion, ou soit difficilement visible. Le calcul de l'efficacité du dépouillement permet de faire une correction pour remédier à une partie de ces pertes.

Au point de vue du dépouillement, les événements observés sont classés par topologie. Dans cette expérience, il y a quatre topologies différentes (figure ci-dessous) :



a) Evénements à zéro branche avec une particule étrange neutre dont la désintégration est visible (0_b),

b) Evénements à deux branches avec une particule étrange neutre dont la désintégration est visible (2 V^o),

c) Evénements à deux branches avec particule étrange chargée et désintégration visible (2 $V^\pm$),

d) Evénements à quatre branches avec particule étrange neutre ou chargée avec désintégration visible (4 $V^\pm$ et 4 V^o).

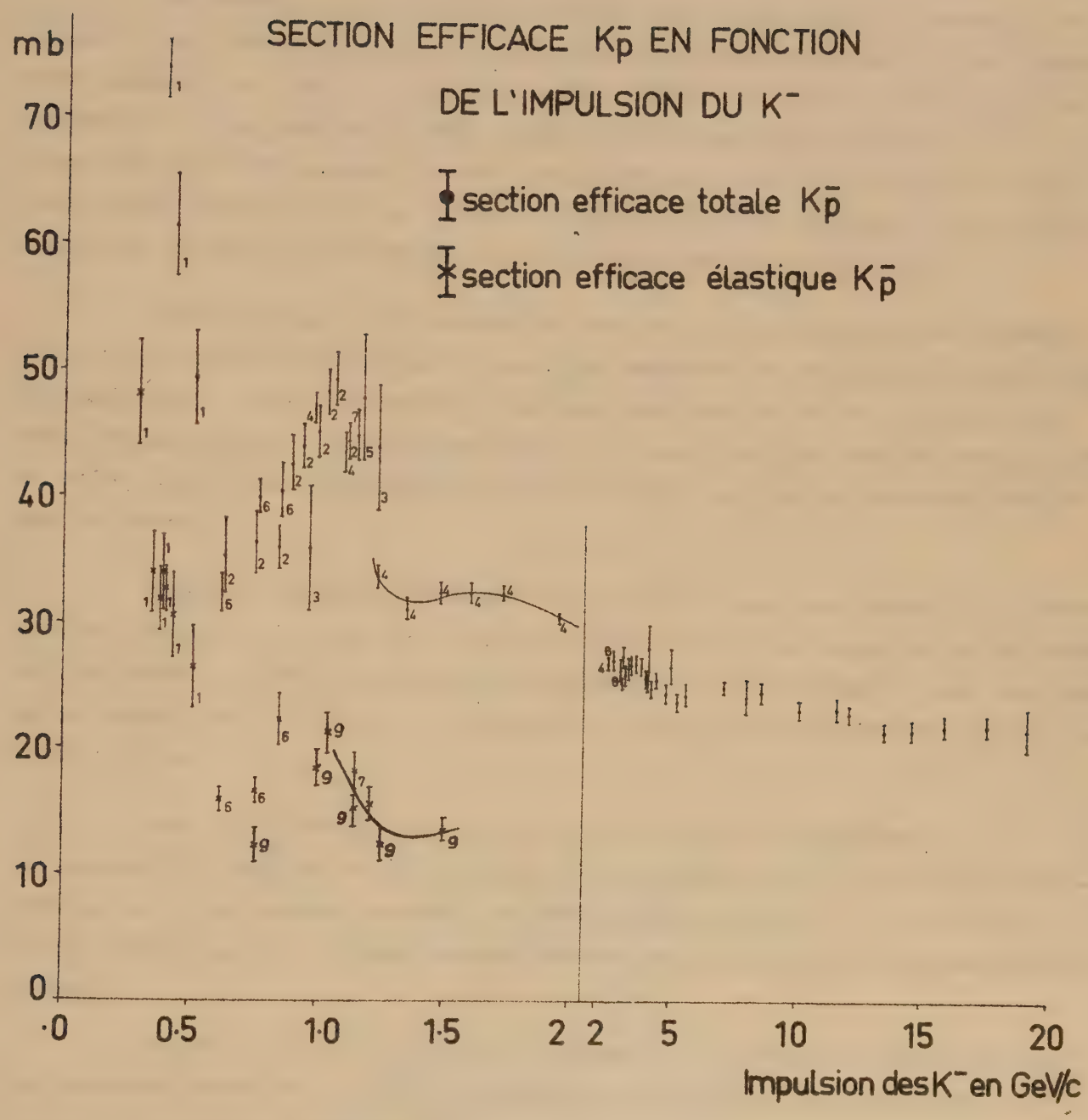

SECTION EFFICACE K^-p EN FONCTION
DE L'IMPULSION DU K^-
section efficace totale K^-p
section efficace élastique K^-p
mb
70
60
50
40
30
20
10
0
·0
0·5
1·0
1·5
2
2
5
10
15
20
Impulsion des K^- en GeV/c

Figure 8

Pour calculer l'efficacité du dépouillement, on fait l'hypothèse fondamentale que la probabilité de l'observation d'un événement est la même pour tous les événements appartenant à une topologie.

Le travail sur la table de dépouillement se fait par périodes de 2 heures et la probabilité que l'observateur perde un événement est en général plus grande à la fin de la période qu'au début. Or, comme cette variation se reproduit à peu près de la même manière pour chaque observateur, et que le temps mis pour dépouiller le film complètement ($\approx$ 4.000 heures) est bien plus grand qu'une de ces périodes, l'hypothèse de la constante de la probabilité de perte d'un événement est une approximation acceptable.

Tout le film a été dépouillé deux fois. Les probabilités élémentaires de trouver un événement, bien que supposées constantes au cours d'un dépouillement, sont différentes pour les deux cas. En effet, au cours des deux dépouillements, les observateurs ne travaillent pas sur les mêmes parties de film, ainsi, un observateur soigneux pourra repérer un événement non vu par un autre.

Donc, la qualité différente des observateurs peut changer la probabilité élémentaire, bien que l'approximation de la constance de cette probabilité durant un dépouillement reste valable. On tient compte, dans une certaine mesure, de la perte des événements, due à une configuration difficilement visible.

Soit n la probabilité de non observation d'un événement, $\epsilon = 1 - n$ la probabilité contraire, N le nombre d'événements vrais d'une classe topologique et N_d le nombre observé. On effectuera un indice (1) ou (2) à ϵ, n et N_d suivant qu'il s'agisse respectivement du premier ou du second dépouillement.

Comme n est assez petit et N grand, la distribution binomiale de la variable aléatoire N_d tend vers une distribution de POISSON. Donc, le nombre d'événements observés peut s'exprimer par :

1) $$N_{d1} = \epsilon_{d1} N$$

2) $$N_{d2} = \epsilon_{d2} N$$

Si N' est le nombre d'événements communs aux deux dépouillements, posons :

$$N_{d1} = N' + n_1$$

$$N_{d2} = N' + n_2$$

Or :

$$N' = \epsilon_{d1} \ \epsilon_{d2} \ N$$

d'où :

$$\epsilon_{d1} = \frac{N'}{N_{d2}}$$

$$\epsilon_{d2} = \frac{N'}{N_{d1}}$$

L'efficacité de dépouillement de l'expérience est, par définition

$$\epsilon = \frac{N' + n_1 + n_2}{N} = \frac{N_{d1} + N_{d2} - N'}{N}$$

ou encore :

$$\epsilon = \epsilon_{d1} + \epsilon_{d2} - \epsilon_{d1} \ \epsilon_{d2}$$

Les efficacités de dépouillement pour les différentes topologies sont trouvées égales à :

0_b	0,99
$2\ V^{\pm}$	0,99
$2\ V^{o}$	1,00
$4\ V^{\pm o}$	0,98

$$N_{d1} = N' + n_1$$

$$N_{d2} = N' + n_2$$

$$\varepsilon_{d1} = \frac{N'}{N_{d1}}$$

$$\varepsilon_{d2} = \frac{N'}{N_{d2}}$$

L'efficacité de dépouillement de l'expérience est, par définition

$$\varepsilon = \frac{N'}{N'+n_1+n_2} = \frac{N'}{N_{d1}+N_{d2}-N'}$$

on encore :

$$\varepsilon = \varepsilon_{d1} + \varepsilon_{d2} - \varepsilon_{d1}\,\varepsilon_{d2}$$

Les efficacités de dépouillement pour les différentes topologies sont trouvées égales à :

II) CORRECTIONS DUES AU VOLUME FINI DE LA CHAMBRE.

Dans l'analyse des réactions obtenues par interaction K^-p, on n'accepte que les événements qui satisfont aux deux conditions suivantes :

1) La désintégration de la particule étrange doit se faire à l'intérieur de la chambre,

2) Les traces des produits de désintégration de cette particule étrange doivent être assez longues pour permettre l'identification de l'événement.

Pour obtenir le nombre d'événements d'un type donné, il faudra donc faire une correction pour tenir compte de ceux qui sont rejetés.

1) Cas de particules étranges neutres (Λ , $\overline{K}^o$, Ξ^o, Σ^o).

a) Λ, $\overline{K}^o$ et Σ^o.

Supposons qu'une de ces particules soit créée à l'intérieur de la chambre. Pour permettre l'identification du Λ ou $\overline{K}^o$, seuls sont acceptés les événements dont les traces visibles de désintégration aient au moins un parcours qui, projeté sur la glace avant, soit supérieur ou égal à 2 cm.

Soit L, la longueur potentielle, c'est à dire la distance de vol maximum de Λ ou $\overline{K}^o$, encore possible dans la chambre, sans que l'événement soit rejeté. Le temps potentiel T_i, exprimé dans le centre de masse de la particule étrange, est le temps mis par le Λ ou $\overline{K}^o$ pour parcourir la longueur L_i :

$$T_i = \frac{L_i}{\beta \gamma c}$$

βc vitesse de la particule étrange; $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$

La probabilité que la particule se désintègre dans la chambre sans que l'événement soit rejeté, est :

$$\rho = \int_0^{T_i} e^{-t/\tau} \frac{dt}{\tau} = 1 - e^{-T_i/\tau}$$

τ durée de vie de la particule

ou encore : $\rho = 1 - e^{-L_i/\ell}$

avec :

ℓ libre parcours moyen

Ainsi, l'observation de n particules émises dans les mêmes conditions signifie qu'en réalité, il en a été produit n' donné par :

$$n' = \frac{n}{1 - e^{-L_i/\ell}} = \frac{n}{1 - e^{-T_i/\tau}} = n\ W$$

W est appelé poids statistique de l'événement.

Le poids moyen $\overline{W}_i$ est défini, lui par :

$$N'_i = N_i\ W_i$$

N_i et N'_i sont respectivement le nombre total d'événements trouvés et corrigés, appartenant à une réaction d'un type donné.

Lorsque la particule étrange se désintègre trop près du point d'interaction, on risque de confondre les produits de sa désintégration avec des particules chargées produites par réaction $K^- p$. Pour ne pas fausser la statistique par des cas douteux, on refuse systématiquement tous les événements dont la longueur parcourue avant la désintégration projetée sur la glace avant, est inférieure à ℓ_o = 2 mm.

Le poids devient alors :

$$W = \frac{1}{e^{-\ell_o/\ell \cos\lambda} - e^{-L_i/\ell}}$$

λ est l'angle entre la trace de la particule étrange et le plan formé par la glace avant.

b) Ξ^o.

Les Ξ^o sont produits par le canal

$$K^- + p \rightarrow \Xi^o + \bar{K}^o$$

$$\Xi^o \rightarrow \Xi^o + \pi^o$$

L'observation du K^o est nécessaire pour identifier le Ξ^o, sinon on confondrait le Λ de désintégration avec un Λ appartenant à la topologie des Ob.

Le poids statistique d'un événement de ce genre sera donc le produit des poids statistiques :

$$W = W_{\Xi^o} \quad W_{K^o} \quad W$$

2) Cas de particules chargées ($E^{\pm}$, $K^{\pm}$, Ξ^-).

a) $\Sigma^{\pm}$, K^-.

Ce cas est un peu plus compliqué, car la particule étant déviée par le champ magnétique, il faudra tenir compte de la courbure de la trace (figure 9) pour calculer la longueur potentielle. Ici encore, on définit une longueur minimum de trace projetée sur la glace avant. On prend $\ell_o = 3$ mm.

L'analyse cinématique de la désintégration d'une particule chargée est un problème avec zéro contrainte. Il faudra donc que la trace visible due à la désintégration soit assez longue pour permettre non seulement l'identification de l'événement, mais aussi la mesure du rayon de courbure.

On n'acceptera donc que des événements dont la longueur projetée de QF_o sur la glace avant (figure 9) soit supérieure à $R_o = 3$ cm, la longueur potentielle est représentée dans la figure ci-dessous.

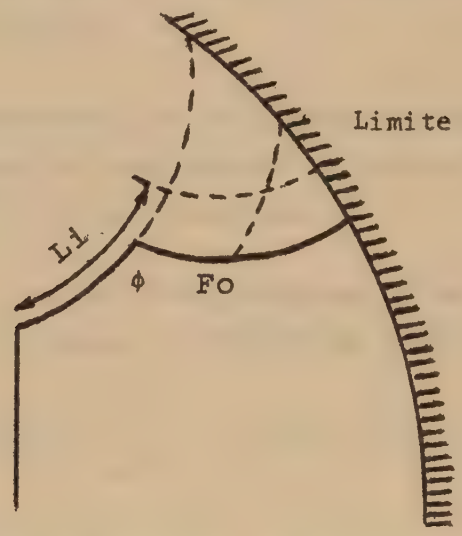


Figure 9

b) Ξ^-

Les Ξ^- étant produits par :

$$K^- + p \rightarrow \Xi^- + K^+$$

$$\Xi^- \rightarrow \pi^+ + \pi^-$$

Le poids statistique de l'événement sera :

$$W = W_{\Xi^-} \; W$$

On n'a pas utilisé le poids dû au K^+, car l'observation de cette particule n'est pas nécessaire à l'identification du Ξ^- .

III) CORRECTIONS DUES A LA DESINTEGRATION PAR LE MODE NEUTRE DES PARTICULES ETRANGES (Λ , Σ^o, $\overline{K}^o$, Ξ^o).

Une partie des Λ et des $\overline{K}^o$ se désintègre par le mode neutre et échappe par conséquent à l'observation. De même, une partie des Σ^o et ne sera pas visible, puisque :

$$\Sigma^o \rightarrow \Lambda + \gamma$$

$$\Xi^o \rightarrow \Lambda + \pi^o$$

Comme les rapports d'embranchement des différents modes de désintégration des Λ et $\overline{K}^o$ sont connus, on peut en déduire le nombre vrai d'événements possédant des particules étranges neutres.

Pour le Λ , on a pris pour rapport d'embranchement, une des valeurs les plus récentes (Conférence Internationale de ROCHESTER, 1962) :

$$R = \frac{(\Lambda \rightarrow p\pi^-)}{(\Lambda \rightarrow p\pi^-)+(\Lambda \rightarrow n\pi^o)} = 0,685 \pm 2,48 \ \%$$

Quant aux $\overline{K}^o$, ils sont formés à l'instant de leur création d'un mélange en quantités égales de K_1^o et K_2^o. Le temps de vie du K_2^o étant très long, sa désintégration ne sera pas visible dans la chambre

$$(\tau_{K_1^o} = (1,00 \pm 0,038)\ 10^{-10}\ s;\ \tau_{K_2^o} = 6,1\ (+\ 1,6/-1,1)10^{-8} s;$$

(U.C.R.L. 8030).

Les seules désintégrations observées seront donc celles des K_1^o

Les rapports d'embranchement :

$$\frac{(K_1^o \rightarrow 2\ \pi^o)}{(K_1^o \rightarrow \text{tous les modes})}$$

ont été mesurés par plusieurs expérimentateurs et sont condensés dans le

tableau N° 8. On a pris la moyenne pondérée de toutes ces valeurs, d'où :

$$B_{K_1^o} = \frac{(K_1^o \rightarrow 2\,\pi^o)}{(K_1^o \rightarrow \text{tous les modes})} = 0{,}308 \pm 0{,}017$$

Les fractions visibles des K_1^o et $\overline{K}^o$ sont donc :

$$R_{K_1^o} = 0{,}692 \pm 5{,}52\ \%$$

$$R_{\overline{K}^o} = 0{,}692/2 \pm 5{,}52\ \%$$

La fraction visible des Ξ^o sera simplement le produit $R_\Lambda \cdot R_{\overline{K}^o}$ puisque les Ξ^o sont produits par la réaction :

$$K^- + p \rightarrow \Xi^o + K^o$$

$$R_{\Xi^o} = 0{,}474 \pm 12{,}92\ \%$$

TABLEAU 8

(pris dans "Proceedings of the International Conference on high energy physics", C.E.R.N. 1962)

$B_{K_1^o}$	Expérimentateurs
0,294 ± 0,021	CHRETIEN et al
0,329 ± 0,013	BROWN et al
0,326 ± 0,024	ANDERSON et al
0,320 ± 0,04	CRAWFORD et al
0,30 ± 0,04	BROWN et al
0,30 ± 0,08	COLUMBIA et al
0,26 ± 0,06	BAGLIN et al

[illegible]

$$B_{K_1^0} = \frac{(K_1^0 \to 2\pi^0)}{(K_1^0 \to \text{tous les modes})} = 0{,}308 \pm 0{,}017$$

Les fractions visibles des K_1^0 et $\bar{K}^0$ sont donc :

$$R_{K_1^0} = 0{,}692 \pm 5{,}52\ \%$$

$$R_{\bar{K}^0} = 0{,}692/2 \pm 5{,}52\ \%$$

[illegible]
les Ξ^0 sont produits par la réaction :

$$K^- + p \to \Xi^0 + K$$

$$R_{\Xi^0} = 0{,}474 \pm 12{,}92\ \%$$

T A B L E A U 8

[illegible]
physics", C.E.R.N. 1962)

$R_{K_1^0}$	Expérimentateurs
0,294 ± 0,021	CHRETIEN et al
0,329 ± 0,013	BROWN et al
0,326 ± 0,024	ANDERSON et al
0,320 ± 0,04	CRAWFORD et al
0,30 ± 0,04	BROWN et al
0,30 ± 0,08	COLUMBIA et al
0,26 ± 0,06	BAGLIN et al

IV) SECTIONS EFFICACES PARTIELLES.

a) Evénements avec la topologie 2 V^o.

Le tableau 9 donne le nombre d'événements identifiés, appartenant à chaque type de réaction de cette topologie.

Après le dépouillement de la totalité du film, il a été trouvé 2.943 événements (2 V^o) et parmi lesquels 1.994 ont été mesurés et classifiés. Les 949 événements non mesurés ont été répartis entre tous les types de la topologie 2 V^o d'après les proportions des événements identifiés, appartenant à chaque catégorie.

Le nombre d'événements, corrigé Nf est obtenu après avoir fait les corrections dues au volume fini de la chambre, aux pertes par dépouillement et au mode de désintégration neutre des Λ et $\overline{K}^o$. L'erreur sur Nf a été calculée à partir de l'erreur statistique sur N, c'est-à-dire du nombre d'événements vraiment observés, et de l'erreur sur les rapports de branchement par le mode neutre des Λ et $\overline{K}^o$.

b) Evénements avec la topologie 0b (tableau 10).

On a procédé de la même manière que ci-dessus. Comme toute fois, ces événements ont été partagés en deux classes seulement. Λ + neutres et $\overline{K}^o$+ neutres, on s'est borné à en mesurer 1.005. Le groupe (Λ + neutres) contient non seulement des réactions ou le Λ a été produit avec des particules neutres, mais aussi des événements du type Σ^o + neutres.

Les observés viennent alors de la désintégration :

$$\Sigma^o \rightarrow \Lambda + \gamma$$

c) Evénements avec la topologie 4 $V^{\pm}$ et 4 V^o.

Parmi les 268 événements de la forme 4 $V^{\pm}$ 140 n'ont pas été mesurés. Les résultats sont condensés dans le tableau 11.

Pour les événements avec Σ^+ comme produit final, on a appliqué une correction supplémentaire pour tenir compte du fait qu'une partie des Σ^+ qui se désintègrent en $p + \pi^o$ échappent à l'observation pendant le dépouillement, du film.

Les deux modes de désintégration, également probable, du Σ^+, sont :

$$\Sigma^+ \rightarrow \pi^+ n \qquad (\Sigma^+_\pi)$$

$$\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^o \qquad (\Sigma^+_p)$$

Lorsque le Σ^+ n'est pas au repos dans le laboratoire, la particule secondaire lourde peut être émise avec un angle très faible dans le système du laboratoire par rapport à la direction de vol du Σ^+. Un événement de ce genre avec un proton de désintégration, risque d'échapper à l'observation pendant le dépouillement, d'autant plus que l'ionisation du proton est du même ordre que celle du Σ^+.

Le rapport expérimental trouvé entre ces deux modes de désintégration est :

$$\frac{\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^o}{\Sigma^+ \rightarrow n + \pi^+} = 0{,}735 \pm 7{,}1\ \%$$

On a donc tenu compte de ce rapport pour calculer le nombre vrai de Σ^+.

Quant aux événements $\Lambda\ \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$, on en a trouvé 15, dont 8 seulement ont été mesurés (tableau 11).

d) Evénements avec production de Ξ^o et Ξ^-.

Tous les résultats concernant ces événements sont rassemblés dans le tableau 12. L'erreur sur les événements avec Ξ^o a été donnée à titre indicatif, bien qu'elle n'ait pas une grande signification, puisque le petit nombre de Ξ^o (4) ne permet plus de considérer $\sqrt{N}$ comme l'erreur statistique.

e) Evénements avec la topologie 2 $V^{\pm}$.

On a procédé de la même manière que pour la production des événements de la topologie 2 V^{o} (tableau 13). 2.550 événements ont été trouvés et 1.578 mesurés et identifiés.

D'après le tableau 13, on constate que les nombres corrigés des K^- trouvés par les réactions :

$$K^- + p \rightarrow K^- + \pi^+ + n \qquad (9.888 \text{ événements})$$

$$K^- + p \rightarrow K^- + p + \pi^o \qquad (6.049 \text{ événements})$$

sont très élevés.

Les proportions entre le nombre de ces événements et le nombre de K^o p π^- (1.676) sont très différentes de celles trouvées par W. GRAZIANO et al (20), expérience réalisée avec des K^- d'impulsion assez voisine, 1,15 GeV/c.

	GRAZIANO et al	Ce travail
$\frac{\sigma_{K^-p \rightarrow K^- \pi^+ + n}}{\sigma_{K^-p \rightarrow K^o p \pi^-}}$	1,05	5,9
$\frac{\sigma_{K^-p \rightarrow K^- p \pi^o}}{\sigma_{K^-p \rightarrow K^o p \pi^-}}$	0,5	3,6

Le grand nombre de K^- trouvé ici est dû à une mauvaise discrimination entre les K^- et les Σ^-. Ainsi, une faible contamination de Σ^- parmi les événements identifiés comme K^- changera d'une manière très importante le nombre corrigé de K^- en raison du poids statistique élevé de ces événements (30,4).

Comme ces chiffres (9.888 et 6049 événements) ne sont pas acceptables, on a fait une correction basée sur l'étude du temps de désintégration d'un échantillon de 153 événements identifiés comme étant des K^-. Cette correction est basée sur le fait que les impulsions des secondaires chargées, produits soit par la désintégration des K^- ou Σ^- ont à peu près les mêmes impulsions dans le centre de masse de la particule étrange. Ainsi, dans les cas suivants :

$$K^- \rightarrow \mu^- + V \qquad P^*_\mu = 235 \text{ MeV/c}$$

$$K^- \rightarrow \pi^- + \pi^0 \qquad P^*_{\pi^-} = 204 \text{ MeV/c}$$

$$\Sigma^- \rightarrow \pi^- + n \qquad P^*_{\pi^-} = 209 \text{ MeV/c}$$

les impulsions sont de l'ordre de 200 MeV/c.

Les impulsions des μ ou des π^- dans le laboratoire, sont donc telles qu'après une transformation de LORENTZ, les amenant dans le centre de masse de la particule étrange, elles ont environ la même impulsion. La constante qui caractérise cette transformation de LORENTZ, n'est autre que la vitesse de la particule étrange dans le laboratoire; celle-ci doit donc être indépendante de l'identification de cette particule étrange. On peut donc calculer le temps après lequel la particule étrange, bien que non identifiée, s'est désintégrée.

La courbe 10 donne la distribution :

$$\frac{dN}{dt} = \frac{N_{\Sigma^-}}{\tau_{\Sigma^-}} e^{-t/\tau_{\Sigma^-}} + \frac{N_K}{\tau_K} e^{-t/\tau_K}$$

d'un échantillon de 153 événements identifiés comme étant des K^-, N_Σ, N_K sont respectivement le nombre de Σ^- et de K^- et τ_{Σ} $_K$ leurs temps de vie.

Comme les temps de vie sont très différents :

$$\tau_{\Sigma^-} = 1,61 \quad 10^{-10} s$$

$$\tau_{K^-} = 1,22 \quad 10^{-8} s$$

la séparation de l'échantillon en Σ^- et K^- est aisée. Ainsi, après un temps $t = 4\,\tau_\Sigma$, 98,2 % des Σ^- se sont désintégrés, alors qu'il y a encore 94,8 % de K^-, ce qui permet de fixer les nombres respectifs à 21 K^- et 132 Σ^-.

Comme la décision sur le nombre de K^- a été faite sur 12 événements, l'erreur est de 28,83 %.

On a donc pu recalculer le nombre vrai de K^- et ajouter les autres événements globalement à la classe $(\Sigma^-\pi^+ + \Sigma^-\pi^+\pi^o)$ (tableau 15). L'erreur statistique sur ce nombre a été calculée en tenant compte des erreurs statistiques sur le nombre de Σ^- identifiés et sur le nombre d'événements ajoutés.

Le tableau 16 donne les sections efficaces partielles, calculées en prenant $\sigma = (19 \pm 1,41)$ mb pour section efficace inélastique.

2 V^o	N	N corrigé	$\frac{\Delta N}{N}$ en %
$\Lambda\ \pi^+\ \pi^-\ \pi^o$	721	1787	4,39
$\Lambda\ \pi^+\ \pi^-$	582	1480	4,83
$\bar{K}^o\ p\ \pi^-$	336	1676	7,76
$\Sigma^o\ \pi^+\ \pi^-$	324	823	6,09
$\bar{K}^o\ p\ \pi^-\ \pi^o$	10	52	30,68
$\bar{K}^o\ n\ \pi^+\ \pi^-$	21	104	31,59
T o t a l	1994	5922	

TABLEAU 9

	N corrigé		

Ob	N	N corrigé	$\frac{\Delta N}{N}$ en %
$\overline{K}^{o}$ + neutres	457	4485	7,24
Λ + neutres	548	2810	4,94
Total	1005	7295	

TABLEAU 10

$4\ V^{\pm}$	N	N corrigé	$\frac{\Delta N}{N}$ en %
$\Sigma^{+}\ \pi^{+}\ \pi^{-}\ \pi^{-}$	64	199	1
$\Sigma^{+}\ \pi^{+}\ \pi^{-}\ \pi^{-}\pi^{o}$	1	1	100
$\Sigma^{-}\ \pi^{-}\ \pi^{+}\ \pi^{+}$	57	134	13,37
$\Sigma^{-}\ \pi^{-}\ \pi^{+}\ \pi^{+}\pi^{o}$	6	14	40,83
Total	128	348	

TABLEAU 11

$4\ V^{o}$	N	N corrigé	$\frac{\Delta N}{N}$ en %
	8	26	35,47

TABLEAU 12

	N	N corrigé	$\frac{\Delta N}{N}$ en %
$\Xi^{o}\ K^{o}$	4	12	51,64
$\Xi^{-}\ K^{+}$	51	79	14
Total	55	91	

TABLEAU 13

$2\ V^{\pm}$	N	N corrigé	$\frac{\Delta N}{N}$ en %
$K^{-}\ \pi^{+}\ n$	199	9888	6,85
$K^{-}\ p\ \pi^{o}$	122	6049	8,70
$\Sigma^{-}\ \pi^{+}$	132	237	8,70
$\Sigma^{-}\ \pi^{+}\ \pi^{o}$	312	560	5,56
$\Sigma^{+}\ \pi^{-}$	351	824	8,72
$\Sigma^{+}\ \pi^{-}\ \pi^{o}$	462	1084	8,43
Total	1578		

TABLEAU 14

$2\ V^{\pm}$	N	N corrigé	$\frac{\Delta N}{N}$ en %
$K^- \pi^+ n$	27	1351	28,83
$K^- p \pi^0$	17	829	28,83
$\Sigma^- \pi^+ + \Sigma^- \pi^+ \pi^0$	721	801	7,67
$\Sigma^+ \pi^-$	351	824	8,82
$\Sigma^+ \pi^- \pi^0$	462	1084	8,43
Total	1578	4889	

TABLEAU 15

$K^- + p$	G en mb	erreur %	erreur en mb
$\Lambda\ \pi^+\pi^-\pi^o$	1,79	10,5	0,19
$\Lambda\ \pi^+\ \pi^-$	1,49	10,7	0,16
$\overline{K}^o\ p\ \pi^-$	1,69	12,3	0,21
$\Sigma^o\ \pi^+\ \pi^-$	0,82	11,3	0,09
$\overline{K}^o\ p\ \pi^-\ \pi^o$	0,05	32,1	0,02
$\overline{K}^o\ n\ \pi^+\ \pi^-$	0,11	23,6	0,03
$\overline{K}^o$ + neutres	4,50	12,0	0,54
Λ + neutres	2,81	10,8	0,30
$\Sigma^+\ \pi^+\pi^-\pi^-$	0,21	15,73	0,03
$\Sigma^+\ \pi^+\pi^-\pi^-\pi^o$	< 2 µb		
$\Sigma^-\ \pi^-\pi^+\pi^+$	0,14	16,4	0,02
$\Sigma^-\ \pi^-\pi^+\pi^+\pi^o$	0,01	41,9	0,004
$\Lambda\ \pi^+\pi^+\pi^-\pi^-$	0,03	36,7	0,01
$\Xi^o\ K^o$	0,01	52,5	0,005
$\Xi^-\ K^+$	0,08	17,0	0,01
$K^-\ \pi^+\ n$	1,35	30,4	0,41
$K^-\ p\ \pi^o$	0,83	30,4	0,25
$\Sigma^-\pi^+ + \Sigma^-\pi^+\pi^o$	1,17	12,3	0,14
$\Sigma^+\ \pi^-$	0,82	13,0	0,10
$\Sigma^+\ \pi^-\pi^o$	1,04	12,7	0,14

TABLEAU 16

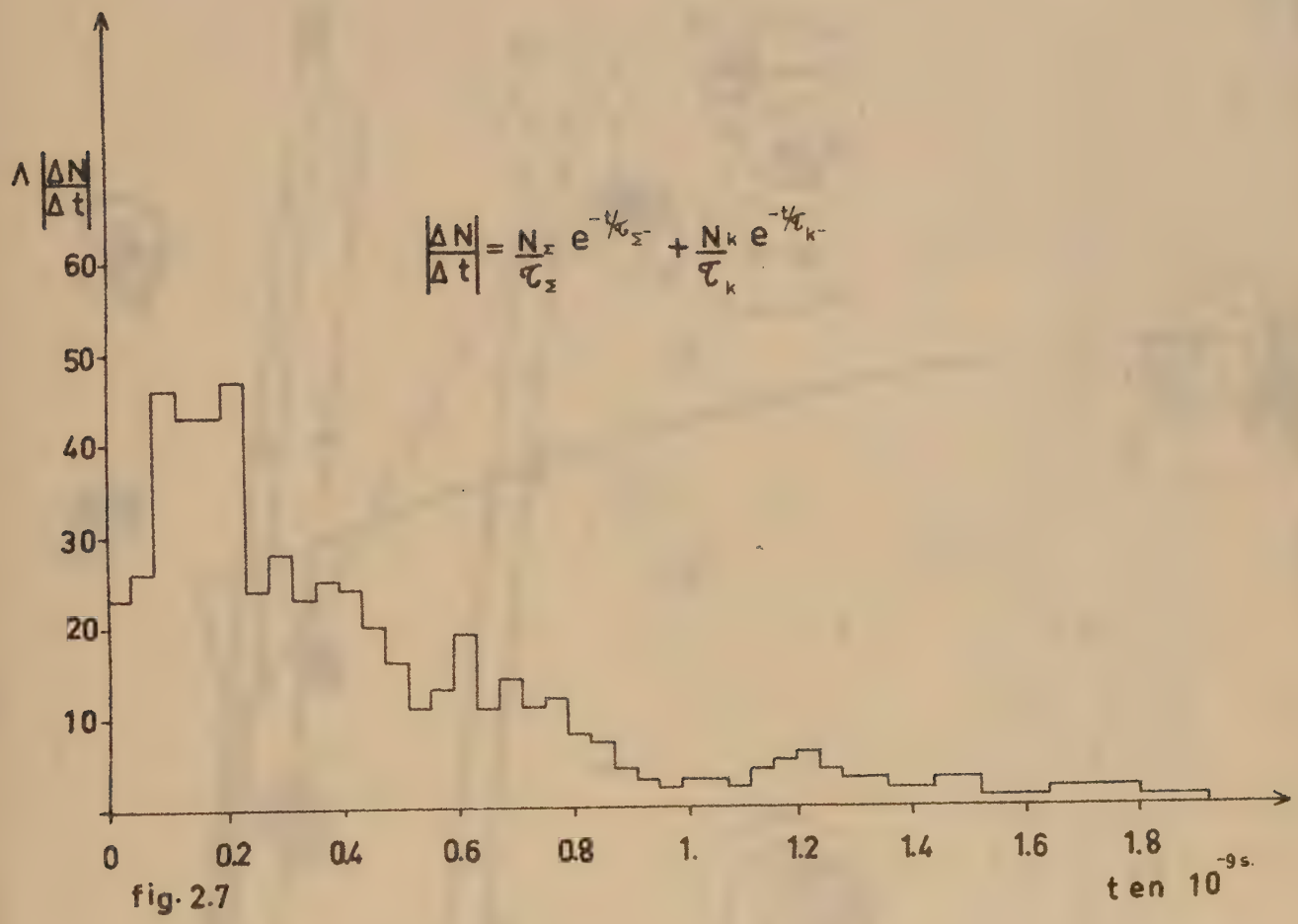
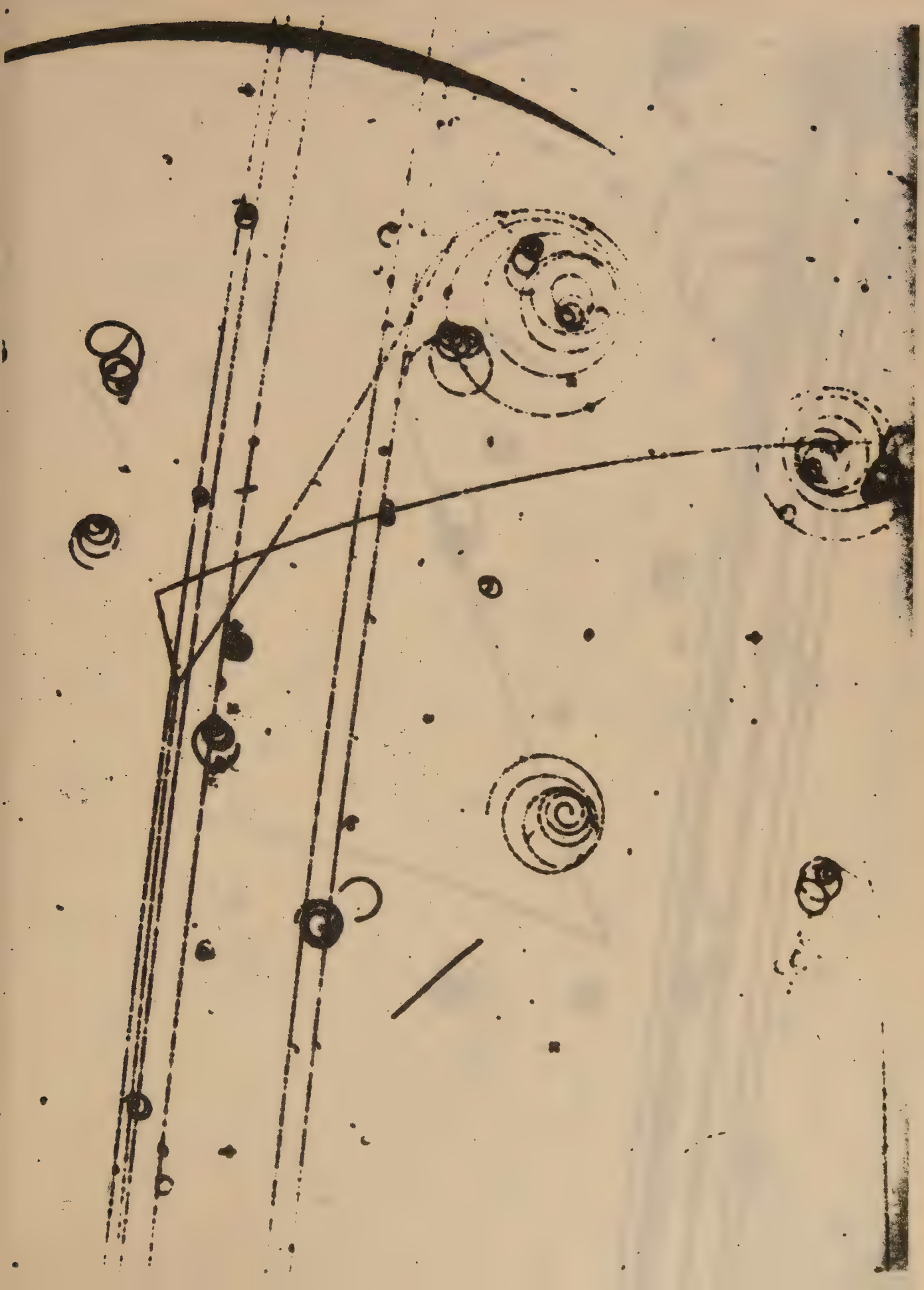
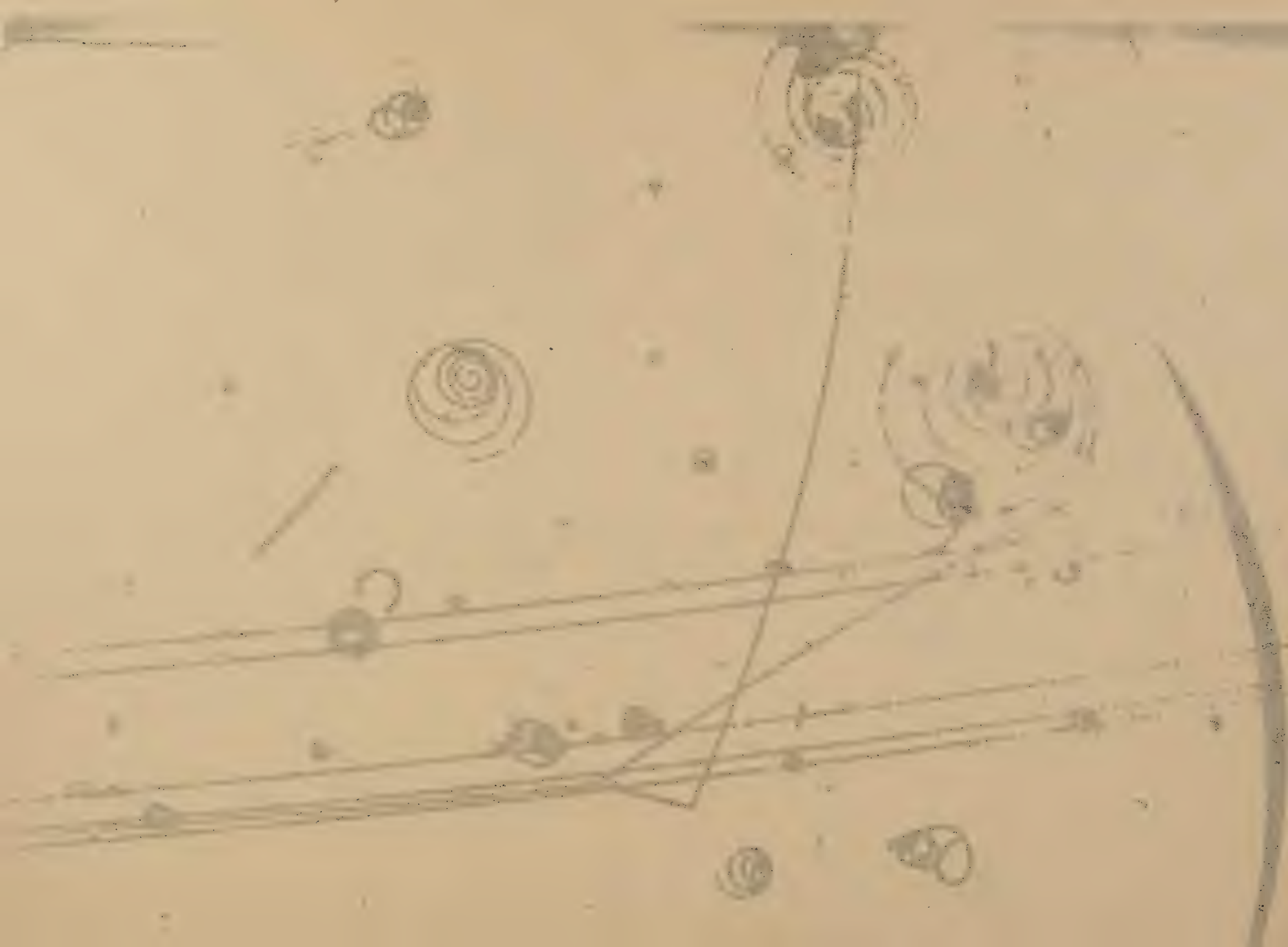
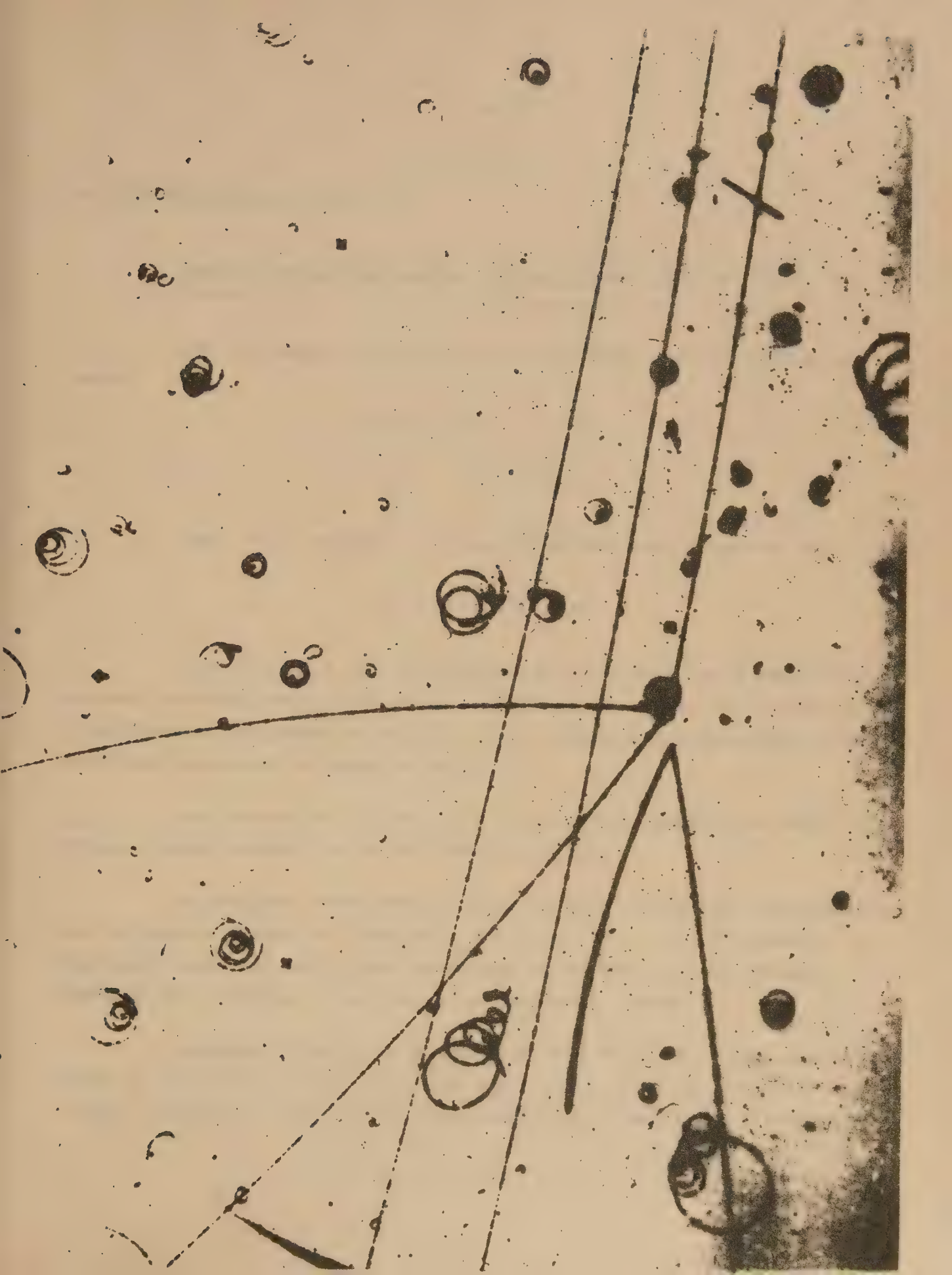


fig. 2.7

Figure 10







CHAPITRE III.

PRODUCTION DES RESONANCES $Y_0^*(1405)$, $Y_0^*(1520)$, $Y_1^*(1385)$

Les résonances Y_0^* et Y_0^* ont été observées dans les canaux suivants :

$$K^- + p \rightarrow \Sigma^- + \pi^+ + \pi^0$$

$$\rightarrow \Sigma^+ + \pi^- + \pi^0$$

Quant à la résonance Y_1^*, elle a été vue dans la production :

$$K^- + p \rightarrow \Lambda + \pi^+ + \pi^-$$

Ces résonances ont été mises en évidence dans cette expérience par les deux méthodes décrites ci-dessus : l'étude de la densité des points à l'intérieur du diagramme de DALITZ et de la distribution du nombre d'événements par intervalle de masse effective.

Dans chacun de ces cas, il y a production compétitive entre différents canaux donnant les mêmes produits finals.

Le problème expérimental qui consiste à estimer les contributions des différents canaux est complexe, car, comme on l'a vu précédemment, la fonction d'onde qui décrit une production de ce genre est un mélange cohérent des fonctions d'onde dues aux différents canaux.

Supposons qu'un type de réaction avec trois particules dans l'état final ne puisse être produit que par deux canaux, l'un non résonnant et l'autre résonnant. Avec les notations employées, l'amplitude s'écrira :

$$A(E) = A_r(E) + A_f(E)$$

$E = M_{ij}$ est l'énergie du système des particules m_i et m_j, produits de désintégration de la résonance.

Le nombre d'événements observés qui ont une énergie $E = M_{ij}$ est proportionnel à :

$$|A(E)|^2 = |A_r(E)|^2 + |A_f(E)|^2 + 2 \text{ Réel } A_r^*(E)\, A_f(E)$$

A moins que le problème de la production soit résolu théoriquement, il est impossible de séparer les contributions des deux canaux. Certaines approximations sont pourtant possibles. En effet, lorsque la masse effective M_{ij} est très différente de la valeur correspondant à la résonance, A_r est négligeable et

$$|A(E)|^2 \approx |A_f(E)|^2$$

(Avec l'hypothèse de la constance de $A_f(E)$ en fonction de E, dN/dM_{ij}^2 suit, comme on l'a vu précédemment, la courbe de l'espace de phase).

Comme il faut estimer les contributions des deux canaux, une autre approximation consiste à négliger le terme d'interférence

$$2 \text{ Réel } (A_r^* \; A_f)$$

$$|A(E)|^2 = |A_r(E)|^2 + |A_f(E)|^2$$

On peut donner la justification suivante de la validité de cette dernière approximation.

Avec les notations de la figure 3, on a :

$$2 \text{ Réel } A_r^* A_f = 2|A_r||A_f| \cos (w' - \delta)$$

avec

$$w' = w + \delta_o$$

$E = M_{ij}$ est l'énergie du système des particules m_i et m_j, produi
de désintégration de la résonance.

Le nombre d'événements observés qui ont une énergie $E = M_{ij}$ est

A moins que le problème de la production soit résolu théoriquemen
il est impossible de séparer les contributions des deux canaux. Certaines
M_{ij} est très différente de la valeur correspondant à la résonance, A_r est

$$|A(E)|^2 = |A_r(E)|^2$$

(Avec l'hypothèse 1. la constance de $A_r(E)$ en fonction de E, dN/dM_{ij}^2 suit,

consiste [illegible] le terme d'interférence

$$|A(E)|^2 = |A_r(E)|^2 + |A_r(E)|^2$$

On peut donner la justification

Avec les notations de la figure 1, on a :

$$2\,\mathrm{Réel}\,A_r^* A_r = 2|A_r||A_r|\cos(\omega t - \delta)$$

avec

et

$$w = \text{Arc tg}\left(\frac{-\Gamma}{E-E_o}\right)$$

La phase additionnelle δ_o est définie de la manière suivante : lorsqu'il y a compétition entre les deux canaux :

$$A(E) = \frac{C}{E - E_o + \frac{i\Gamma}{2}} + A_f$$

La grandeur C est nécessaire pour fixer les contributions relatives des canaux résonnant et non résonnant.

Comme C peut être complexe, on peut écrire : (29)

$$C = |C| e^{i\delta_o}$$

Lorsque $\delta_o - \delta = 0$, $2|A_r||A_f|\cos(w' - \delta)$ est une fonction impaire autour de $w = \pi/2$. Le terme 2 x Réel $(A_r^* A_f)$ donnera alors une contribution nulle, lorsqu'on calculera le nombre d'événements résonnants, obtenu en intégrant dN/dM_{ij} autour de deux valeurs symétriques par rapport au pic correspondant à la valeur

$$w = \frac{\pi}{2}.$$

Si $\delta_o - \delta \neq 0$, cela ne reste plus vrai, car l'interférence constructive n'est plus exactement compensée par l'interférence destructive.

De toute manière, l'intégrale sur 2 . Réel $(A_r^* A_f)$ autour de la valeur correspondant à la résonance réduit le terme d'interférence, ce qui est une certaine justification pour permettre de le négliger. L'estimation phénoménologique des contributions des différents canaux dépend essentiellement du type de réaction produit. Chaque cas est donc analysé séparément.

I) PRODUCTION $K^- + p \rightarrow \Sigma^+ + \pi^- + \pi^o$.

Le diagramme de DALITZ de ces événements, est représenté dans la figure 11. Les énergies cinétiques du π^o et du π^- sont respectivement l'abscisse et l'ordonnée de ce diagramme.

La figure 12 représente la distribution expérimentale pondérée de $dN/dM_{\Sigma^+\pi^-}$, c'est à dire que l'aire

$$\int dN/dM_{\Sigma^+\pi^-} \cdot dM_{\Sigma^+\pi^-}$$

est égale au nombre d'événements observés, multiplié par le poids moyen.

Les trois concentrations des points les plus évidentes dans le diagramme de DALITZ ont lieu autour des lignes $T_{\pi^o} = \approx 300$ MeV et $T_{\pi^o} = \approx 380$ MeV (figure 11), qui correspondent aux résonances Y_o^* (1405), Y_o^* (1520), et dans la bande cinématique permettant la production du ρ^-.

D'autre part, il y a aussi une concentration de points dans la région ABCD due à la production du Y_i^* (1660) par :

$$K^- + p \rightarrow Y_i^* (1660) + \pi^-$$

Cette résonance est masquée en grande partie par la bande correspondant au Y^* (1520).

Dans la région HIJ (figure 11), la densité de peuplement des points est à peu près constante, c'est à dire que dans cette région cinématique, les produits ($\Sigma^+ \pi^- \pi^o$) sont uniquement crées par le canal non résonnant :

En résumé, les différents canaux présents avec $\Sigma^+ \pi^- \pi^o$ comme produits finals, sont :

1) Réaction $K^- + p \to Z_1^+ + \pi^- + \pi^0$.

La réaction en étude de cette investigation est représentée sous la forme 1) ci-dessus. Le K^- est un méson étrangeté négative, le Z_1^+ est un hyperon chargé positivement, l'antiniase et l'antiproton de ce diagramme.

La figure 11 montre la distribution théoriquement prévisible de $\frac{d\sigma}{d\Omega}$; c'est à dire que l'aire

$$\int d\Omega \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad . \quad d\Omega_{\pi^+\pi^-}$$

est égale au nombre d'événements générés, multiplié par la valeur moyenne.

Les lignes horizontales des points les plus différents dans le diagramme de droite (ou cette étude des lignes $\Omega_{\pi^-} = \pi$ [illegible] et $\Omega_{\pi^0} = \pi$ [illegible] dans l'équation (1), qui correspondent aux résonances Y_1^* (1920), Y_1^* (1880) et dans le même diagramme permettent la production de π^-.

D'autre part, il y a aussi une concentration de points dans la région due à la production du Y_1^* (1880) par :

$$\pi^- + p \to Y_1^*(1880) + \pi^+$$

[illegible] est mesurée par la même [illegible] par la même [illegible] π^+ (1920).

Dans la région NIU (figure 11), la densité de peuplement des points est à peu près uniforme, mais il y a une [illegible] régime résonnant, les produits ($\pi^+ \pi^-$) sont [illegible] par le canal des résonances :

Si [illegible], les différents [illegible] $\pi^+ \pi^-$ [illegible] produits [illegible] :

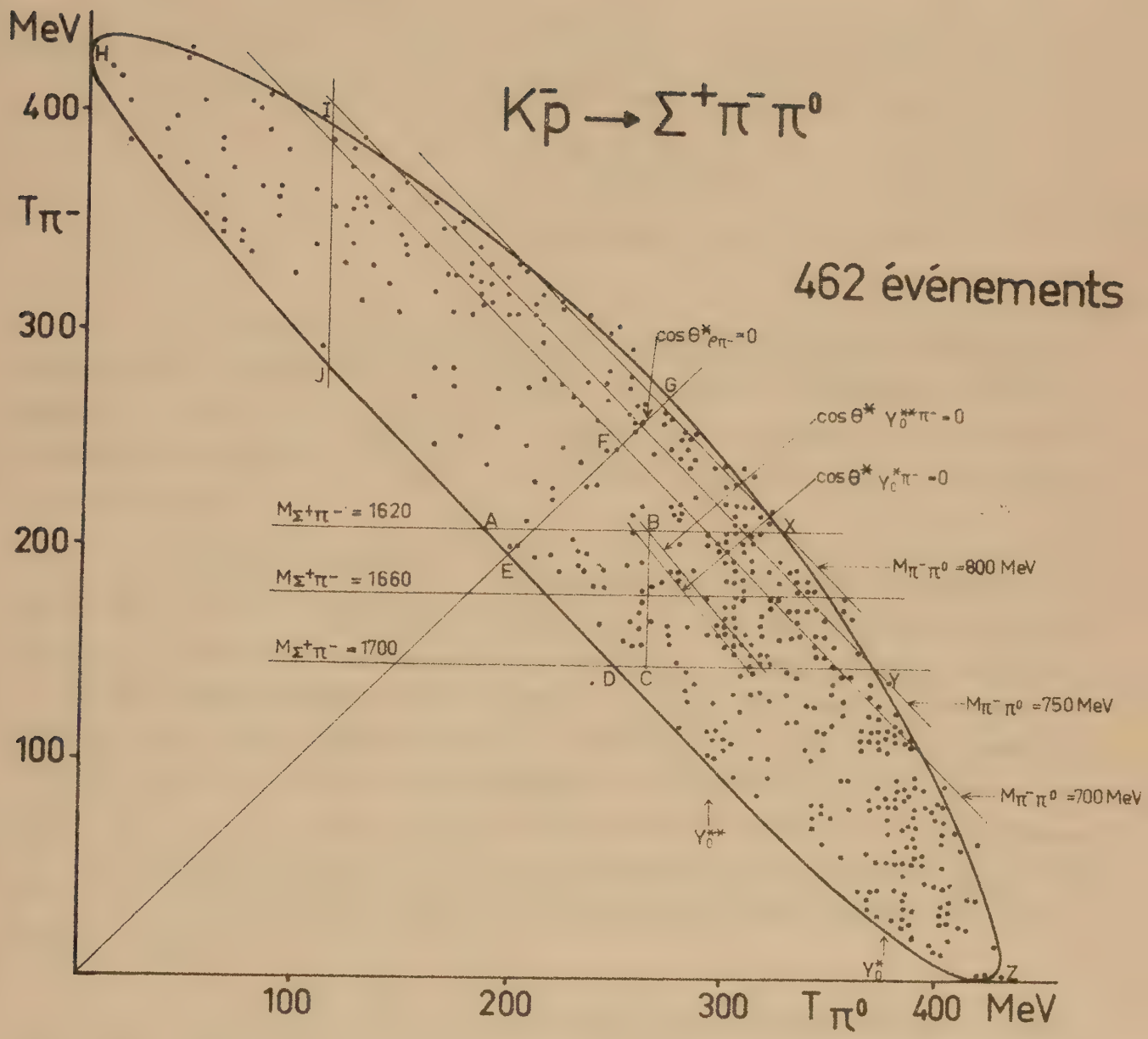

MeV
400
300
200
100
T_{π^-}
$K^-p \rightarrow \Sigma^+\pi^-\pi^0$
462 événements
$\cos\theta^*_{\rho\pi^-}=0$
$\cos\theta^*\ Y_0^{**}\pi^- = 0$
$\cos\theta^*\ Y_0^{*}\pi^- = 0$
$M_{\Sigma^+\pi^-} = 1620$
$M_{\Sigma^+\pi^-} = 1660$
$M_{\Sigma^+\pi^-} = 1700$
$M_{\pi^-\pi^0} = 800$ MeV
$M_{\pi^-\pi^0} = 750$ MeV
$M_{\pi^-\pi^0} = 700$ MeV
Y_0^{**}
Y_0^{*}
H
I
J
G
F
A
B
X
E
D
C
Y
Z
100
200
300
T_{π^0}
400
MeV

Figure 11

$$K^- + p \rightarrow \Sigma^+ + \pi^- + \pi^0 \qquad (1)$$

$$\rightarrow \Sigma^+ + p^- \qquad (2)$$

$$\rightarrow Y^* (1405) + \pi^0 \qquad (3)$$

$$\rightarrow Y^{**} (1520) + \pi^0 \qquad (4)$$

$$\rightarrow Y_1^* (1660) + \pi^- \qquad (5)$$

Le premier problème consiste à apprécier le nombre d'événements produits par le canal (1). Si on néglige les termes d'interférence entre le canal (1) et les autres canaux, le problème revient à placer la courbe de l'espace de phase sur la figure 12, normalisé au nombre d'événements contribuant au canal (1).

La région permettant la production des résonances ρ commence à partir de la ligne IJ qui correspond à $M_{\Sigma^+ \pi} = 1740$ MeV (figure 11). Si on prend la distribution expérimentale de $dN/dM_{\Sigma^+ \pi^-}$ avec 1,74 GeV $\leq M_{\Sigma^+ \pi^-} \leq$ 1,82 GeV comme référence pour ajuster la courbe de l'espace de phase, l'erreur sera assez grande, puisque l'ajustement est basé sur 35 événements seulement ($\Delta N/N = \approx 17$ %). On a commencé par construire cette courbe de l'espace de phase. On a vu alors que les distributions théoriques et expérimentales coïncident avec une très bonne approximation pour 1,64 GeV$\leq M_{\Sigma^+\pi} \leq$1,82 GeV, c'est à dire jusqu'au moment de traverser la région cinématique, permettant la production des Y_i^* (1660).

En d'autres termes, cela veut dire que la production des ρ dans cette région n'augmente pas le nombre total d'événements, mais dépeuple la zône cinématique du canal non résonnant et augmente la densité des points dans le domaine correspondant à la production des ρ.

On a donc ajusté la courbe de l'espace de phase avec la distribution expérimentale pour les valeurs de $M_{\Sigma^+ \pi^-}$ comprises entre 1,64 GeV et 1,82 GeV. Cet ajustement étant basé sur un plus grand nombre d'événements,

par le canal (1). Si on néglige les termes d'interférence entre le

La région permettant la production des résonances p commence à
r de la ligne 11 qui correspond à $M_{\Sigma^+\pi^-}$ = 1740 MeV (figure 11). Si on

leur sera assez grande, puisque l'ajustement est basé sur 35 événements
lement ($\Delta N/N \approx 17$ %). On a commencé par construire cette courbe de l'es-
ace de phase. On a vu alors que les distributions théoriques et expérimen-

, c'est à dire jusqu'au moment de traverser la région cinématique, per-
tant la production des Y_1^* (1660).

tte région n'augmente pas le nombre total d'événements,
e cinématique du canal non résonnant et augmente la densité des points

on expérimentale pour les valeurs de $M_{\Sigma^+\pi^-}$ comprises entre 1,64 GeV et

l'erreur statistique n'est plus alors que de 10,5 %.

La figure 13 donne la distribution expérimentale lorsqu'on a soustrait les événements produits par

$$K^- + p \rightarrow \Sigma^+ + \rho^-$$

$$\rightarrow \Sigma^+ + \pi^- + \pi^o$$

Pour apprécier l'importance relative de ces deux canaux, on peut faire la remarque suivante : la ligne FG est déterminée par la condition :

$$\cos \theta^*_{\pi\rho} = 0$$

$\theta^*_{\pi\rho}$ est l'angle exprimé dans le centre de masse du ρ entre le π^- et la direction de vol de la résonance ρ dans le centre de masse de la production. La densité des événements dans la bande cinématique permettant la création des ρ est une fonction symétrique autour de la ligne EFC, si, comme on l'admet ici, l'interférence entre ces deux canaux est négligeable.

La proportion des événements sera donc simplement :

$$\frac{\text{nombre de } (\rho^-\Sigma^+)}{\text{nombre de } (\Sigma^+\pi^+\pi^o)} = \frac{\text{nombre de points dans le domaine FGI}}{\text{nombre de points dans le domaine EFIH}}$$

(figure 1).

Pour connaître le nombre de Y^*_o et Y^{**}_o produit, il faut encore estimer le nombre de résonances Y^*_1 (1660).

Les deux bandes correspondant aux résonances Y^*_1 (1520) et Y^*_1 (1660) se croisent de telle manière qu'il est très difficile de séparer les contributions de chacun de ces deux canaux. Ceci est d'autant plus difficile que les lignes

$$\cos \theta^*_{\Sigma^+ Y^*_o} = 0$$

$$\cos \theta^*_{\Sigma^+ Y^*_1} \leq 0$$

par rapport auxquelles la densité des points qui figurent respectivement les résonances Y^{**}_o et Y^*_1, doit être symétrique, sont précisément dans la région de croisement.

La largeur de la résonance $Y^{**}_o(1520)$ est connue (15 MeV), aussi peut-on négliger la contribution de ce canal pour $M_{\Sigma^+ \pi^-} > 1560$ MeV. Tous les événements compris entre

$$1{,}56 \text{ GeV} \leq M_{\Sigma^+ \pi^-} \leq 1{,}62 \text{ GeV}$$

sont dûs à la résonance Y^*_1 (1660).

Si on suppose que la densité des points dans la région AXDY, due à la production des (Y^*_1 (1660) + π^-) est constante, on peut soustraire la contribution du Y^*_1. Cette densité moyenne calculée, est basée sur 19 événements, aussi l'erreur statistique est-elle de 22,9 %, qui devient 26,7 % quand on tient compte de l'erreur sur la courbe de l'espace de phase.

La figure 14 donne la distribution $dN/dM_{\Sigma^+ \pi^-}$ pour les événements correspondant aux canaux :

$$K^- + p \rightarrow Y^*_o + \pi^o$$

$$\rightarrow Y^*_o + \pi^o$$

L'erreur expérimentale moyenne sur la masse effective autour de la valeur 1405 est de l'ordre de 8 MeV. Comme la largeur de la résonance Y^*_o est de 50 MeV, on peut négliger l'erreur expérimentale et la distribution $dN/dM_{\Sigma^+ \pi^-}$ observée autour de $M_{\Sigma^+ \pi^-} = 1405$ MeV est donnée par :

$$\frac{dN}{dM_{\Sigma^+ \pi^-}} = \frac{|A|^2}{(E-E_o)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \quad \text{x espace de phase.}$$

On a donc divisé la courbe de la figure 14 par l'expace de phase et on a centré une courbe de BREIT-WIGNER sur la valeur $M_{\Sigma^+ \pi^-} = 1400$ MeV ($\Gamma = 50$ MeV) qui coïncide assez bien avec la distribution expérimentale (figure 15). On a ensuite reconstitué sur la figure 14, la portion de la courbe de BREIT-WIGNER comprise entre les deux résonances. Quant à la résonance Y_o^{**} (1520), l'erreur sur $M_{\Sigma^+ \pi^-}$ (8 MeV) étant de l'ordre de la largeur naturelle, $\Gamma = 15$ MeV, on a tracé une courbe qui rend compte de la distribution expérimentale autour de $M_{\Sigma^+ \pi^-} = 1520$.

Avec l'aide de ces deux courbes, on peut séparer approximativement ces deux canaux.

Tous les résultats concernant les contributions des différents types de productions sont rassemblés dans le tableau 17.

En principe, la production des résonances Y_o^* et Y_o^{**} peut se faire par interaction périphérique. La particule la plus légère, échangeable entre le K^- et le proton, et qui conserve tous les nombres quantiques aux deux sommets du diagramme de FEYNMAN est un K^* (figure 23). En effet, pour conserver l'étrangeté et la charge baryonique au sommet A, il faut échanger un méson d'étrangeté $S = +1$. L'échange d'un K^+ n'est pas possible, parce que la parité ne serait pas conservée au sommet B. Dans ce cas, le moment orbital relatif entre le K^+ et le K^- ne peut être que $L = 0$, puisque le spin de l'état final, est nul ainsi que les spins des K^+ et K^o. L'état initial est donc un état propre de l'opérateur parité, caractérisé par le nombre quantique

$$P = n_{K^+} n_{K^-} (-1)^L = 1$$

$n_{K^+}, n_{K^-} = -1$, parités intrinsèques des K^+, K^-.

Or, comme la parité de l'état final est différente $P = n_{\pi^o} = -1$, l'échange d'un K^+ est interdit. Par contre, l'échange d'un K^* est permis, puisque son spin étant $S = 1$, il faut qu'il y ait un moment orbital relatif $L = 1$ entre le K^* et le K^- pour que le spin total de l'état initial soit zéro. La parité initiale est alors égale à la parité finale.

Si ce modèle est valable, les particules résonnantes doivent être émises en arrière dans le centre de masse de la production.

Les figures 16 représentent les distributions angulaires de production des Y_o^* et Y_o^{**}. On voit en effet, qu'une partie importante des $Y_o^*(1405)$ est émise en arrière, ce qui indique la possibilité que cette partie soit produite par chocs périphériques. Pour le $Y_o^{**}(1520)$, on ne peut guère tirer de conclusion puisque dans ce domaine de masse effective

$$1{,}48 \text{ GeV} \leq M_{\Sigma^+ \pi^-} \leq 1{,}56 \text{ GeV}$$

Il y a les quatre canaux

$$\begin{aligned} K^- + p &\rightarrow \Sigma^+ + \pi^- + \pi^o \\ &\rightarrow Y_o^{**} + \pi^o \\ &\rightarrow Y_1^* + \pi^- \\ &\rightarrow \Sigma^+ + p^- \end{aligned}$$

qui interfèrent et que d'autre part, le pic en arrière n'est pas aussi important que dans le cas de $K^- p \rightarrow Y_o^* \pi^o$.

II) PRODUCTION $K^- + p \rightarrow \Sigma^- + \pi^+ + \pi^o$.

Les figures 17 et 18 représentent respectivement le diagramme de DALITZ de ces événements et la distribution $dN/dM_{\Sigma^- \pi^+}$.

Par suite de la mauvaise discrimination entre les réactions produisant des Σ^- et des K^-, il manque un très grand nombre d'événements avec $(\Sigma^- \pi^+ \pi^o)$ comme produits finals de réaction. Il est par conséquent très aléatoire d'estimer les contributions des différents canaux produisant des résonances.

La figure 17 montre l'existence des productions suivantes :

$$K^- + p \rightarrow \Sigma^- + \pi^+ + \pi^0$$
$$\rightarrow Y_0^*(1405) + \pi^0$$
$$\rightarrow Y_0^{**}(1660) + \pi^0$$
$$\rightarrow Y_1^*(1660) + \pi^0$$

$$K^- + p \rightarrow \Sigma^+ + \pi^- + \pi^0$$

$\Sigma^+\pi^-\pi^0 + \Sigma^+p^-$	(55,4 ± 5,8)%	$\Sigma^+\pi^-\pi^0$	(32,7 ± 5,0) %
		Σ^+p^-	(22,7 ± 4,1) %
$Y_0^*(1405)\pi^0$	(33,4 ± 4,8)%	$Y_0^*(1405)\pi^0$	(20,7 ± 2,4) %
$Y_0^{**}(1520)\pi^0$		$Y_0^{**}(1520)\pi^0$	(12,7 ± 3,4) %
$Y_1^*(1660)\pi^-$	(11,2 ± 3,0)%		

TABLEAU 17

$$K^- + p \rightarrow \Lambda + \pi^+ + \pi^-$$

$\Lambda\ \pi^+\pi^-$	(39,8 ± 5,5) %
$Y_1^*(1385)\pi^-$	(26,5 ± 2,5) %
$Y_1^*(1385)\pi^+$	(33,7 ± 2,9) %

TABLEAU 18

TABLEAU 17

$Y_1^*(1385)\ \pi^+$	$(33,7 \pm 2,9)\ \%$
$Y_1^*(1385)\ \pi^-$	$(26,5 \pm 2,5)\ \%$

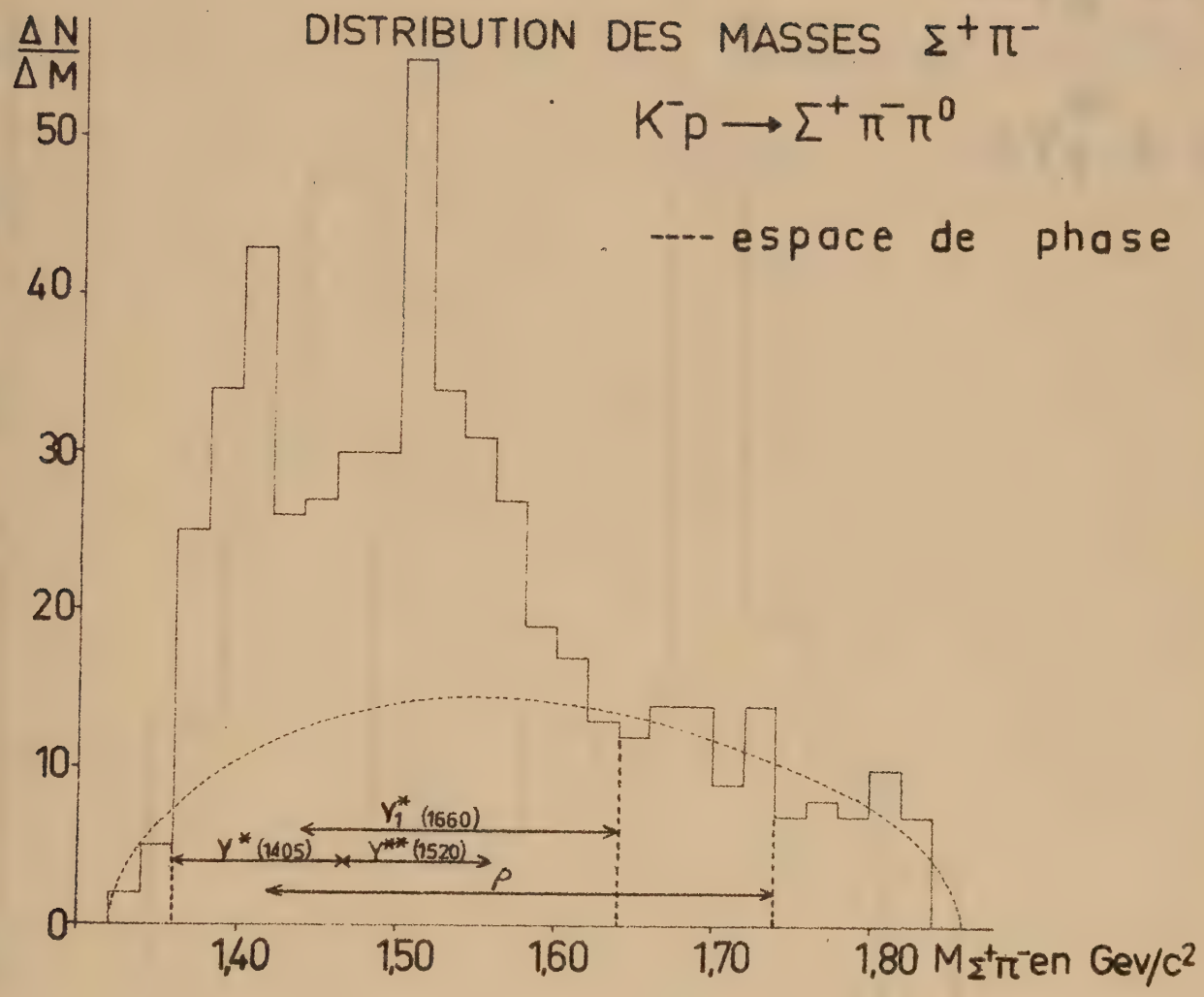

DISTRIBUTION DES MASSES $\Sigma^+\pi^-$
$K^-p \longrightarrow \Sigma^+\pi^-\pi^0$
---- espace de phase
$\frac{\Delta N}{\Delta M}$
50
40
30
20
10
0
Y_1^* (1660)
Y^* (1405)
Y^{**} (1520)
ρ
1,40
1,50
1,60
1,70
1,80
$M_{\Sigma^+\pi^-}$ en Gev/c²

Figure 12

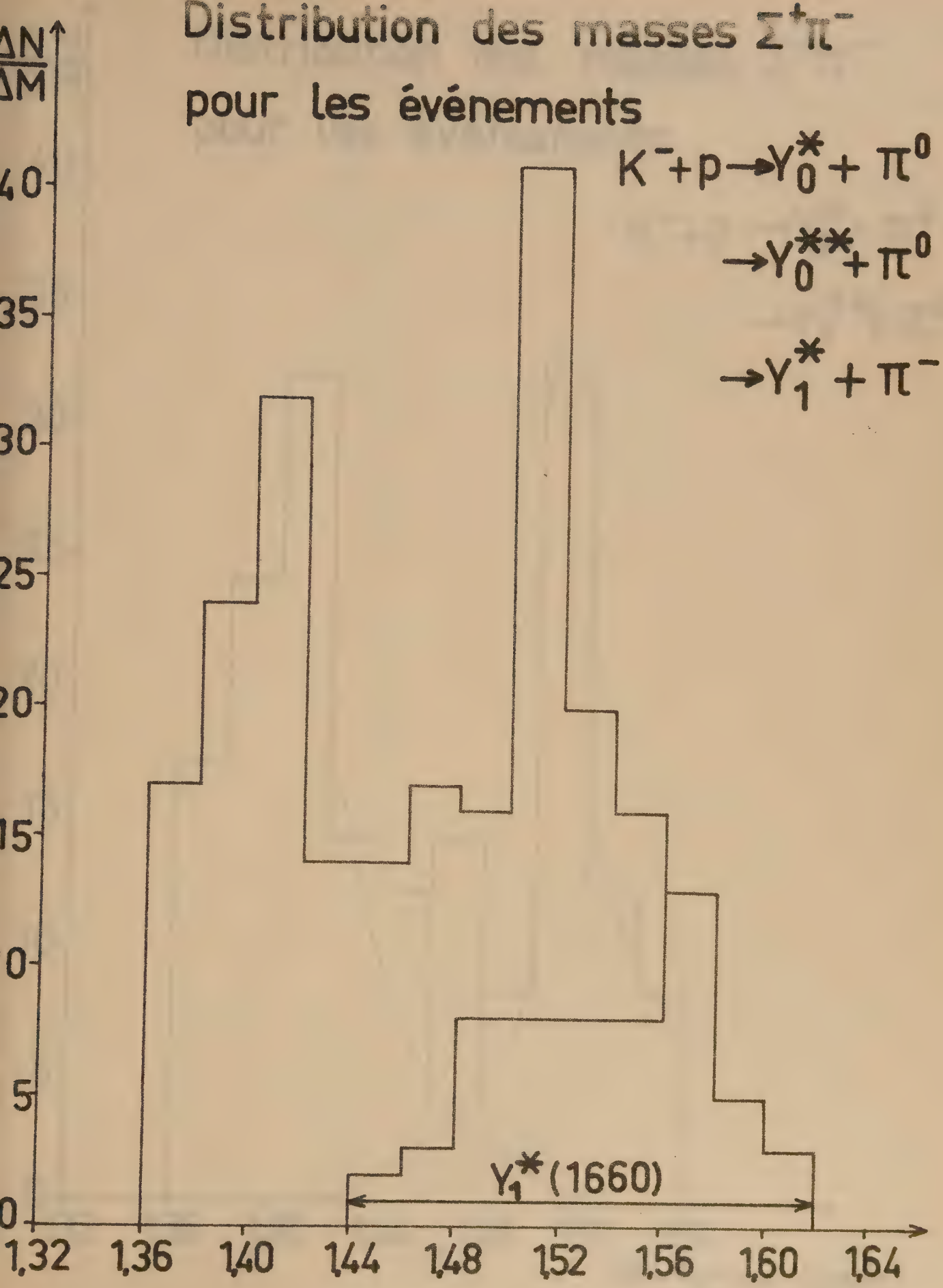
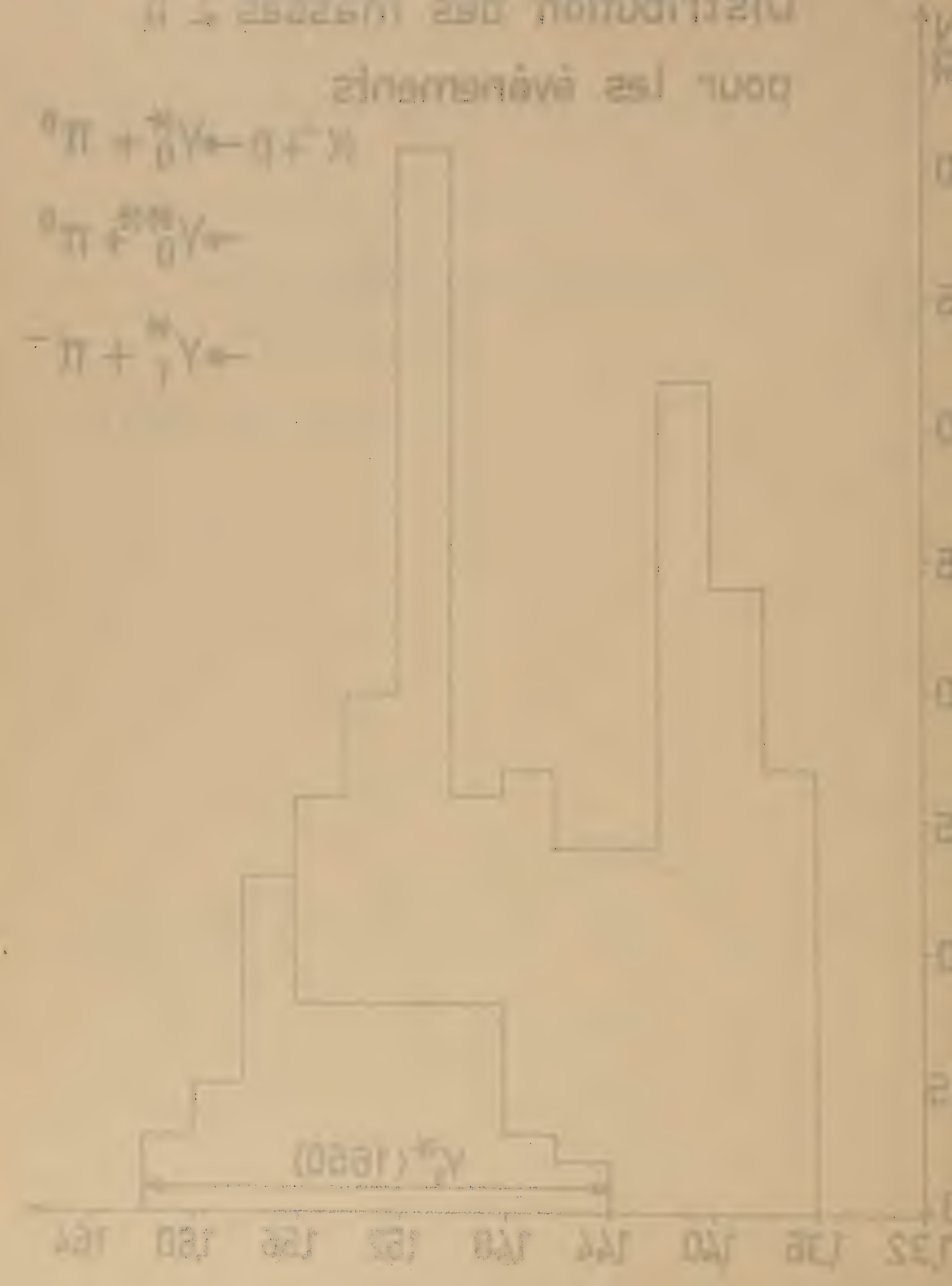

Distribution des masses $\Sigma^+\pi^-$
pour les événements
$K^- + p \rightarrow Y_0^* + \pi^0$
$\rightarrow Y_0^{**} + \pi^0$
$\rightarrow Y_1^* + \pi^-$
$\frac{\Delta N}{\Delta M}$
40
35
30
25
20
15
10
5
0
$Y_1^*(1660)$
1,32
1,36
1,40
1,44
1,48
1,52
1,56
1,60
1,64
$M_{\Sigma^+\pi^-}$ en GeV/c²

Figure 13



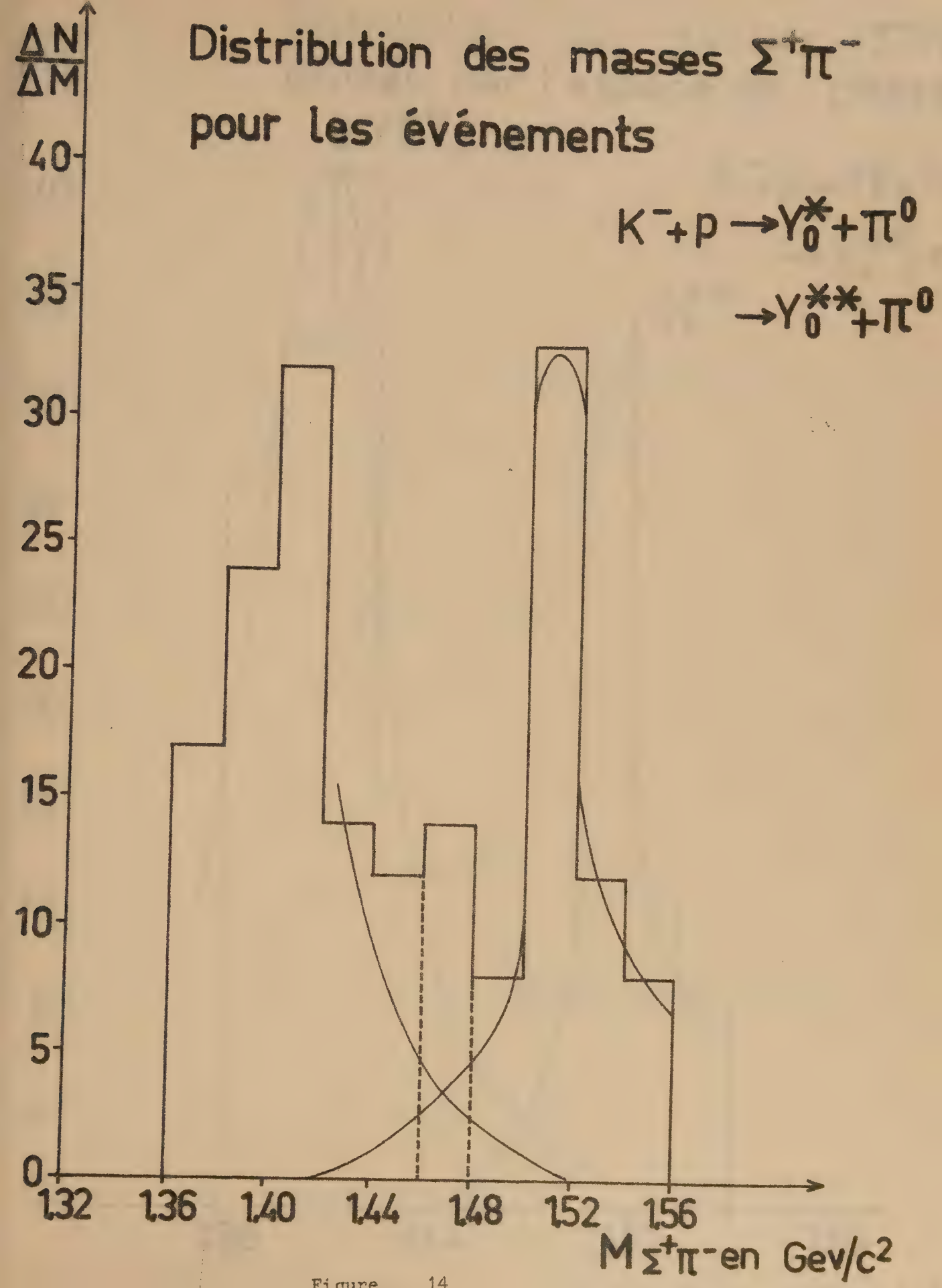

Distribution des masses $\Sigma^+\pi^-$
pour les événements
$K^- + p \rightarrow Y_0^* + \pi^0$
$\rightarrow Y_0^{**} + \pi^0$
$\frac{\Delta N}{\Delta M}$
40
35
30
25
20
15
10
5
0
1.32
1.36
1.40
1.44
1.48
1.52
1.56
$M_{\Sigma^+\pi^-}$ en Gev/c²

Figure 14

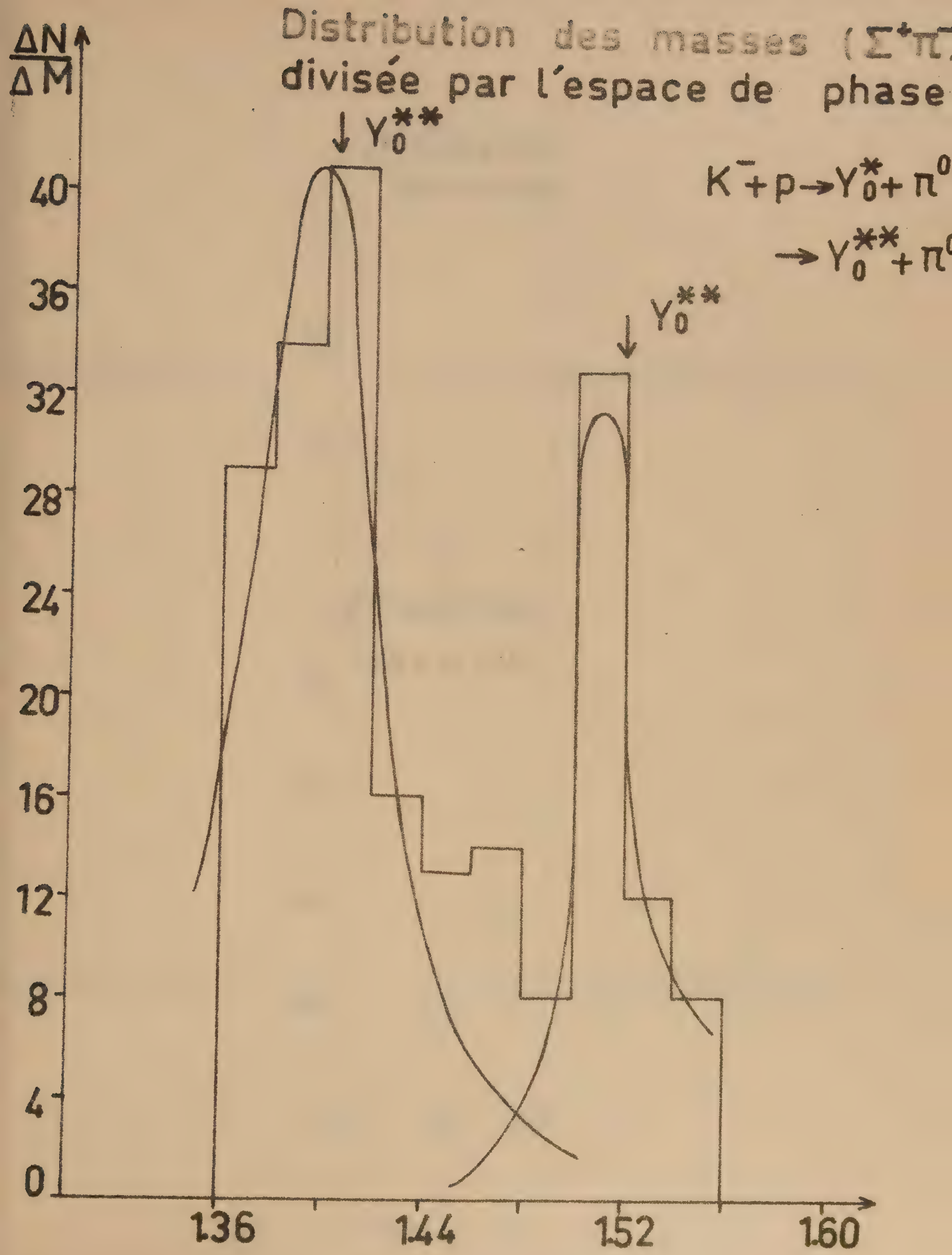
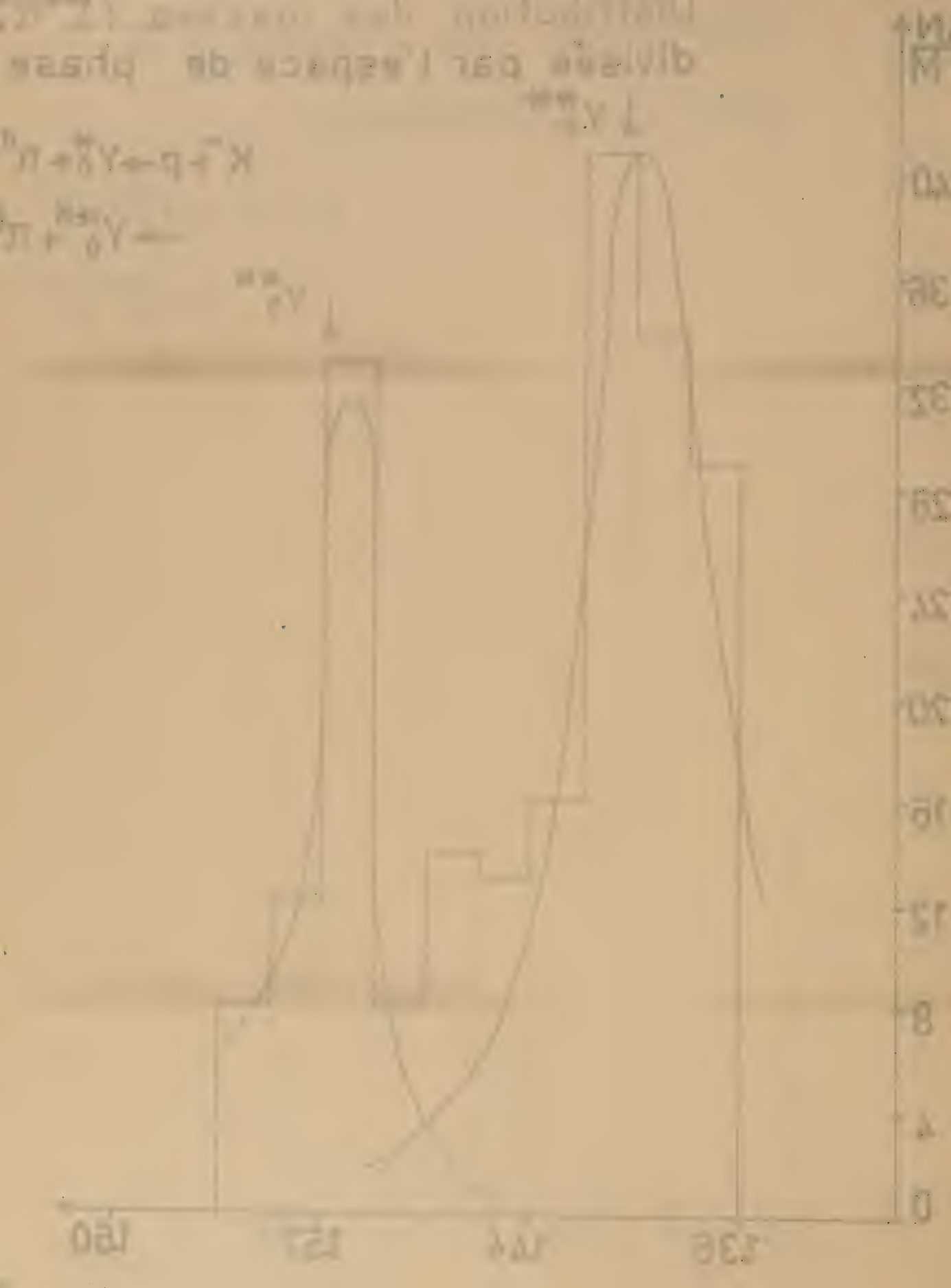


Figure 15

M $\Sigma^+\pi^-$ en GeV/c²



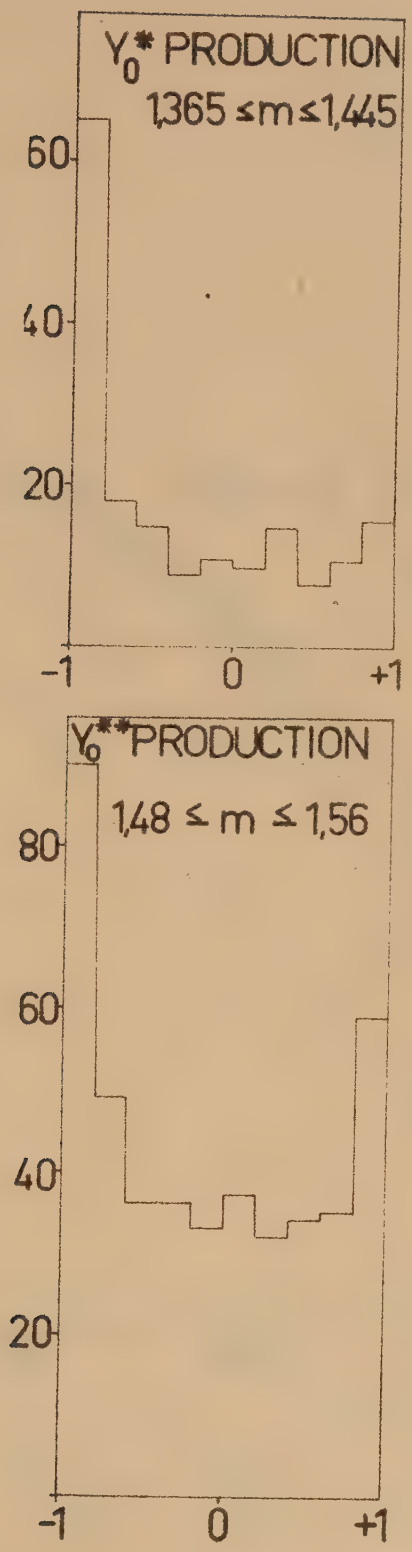

Y_0^* PRODUCTION
1,365 ≤ m ≤ 1,445
60
40
20
-1
0
+1
Y_0^{**} PRODUCTION
1,48 ≤ m ≤ 1,56
80
60
40
20
-1
0
+1

Figure 16

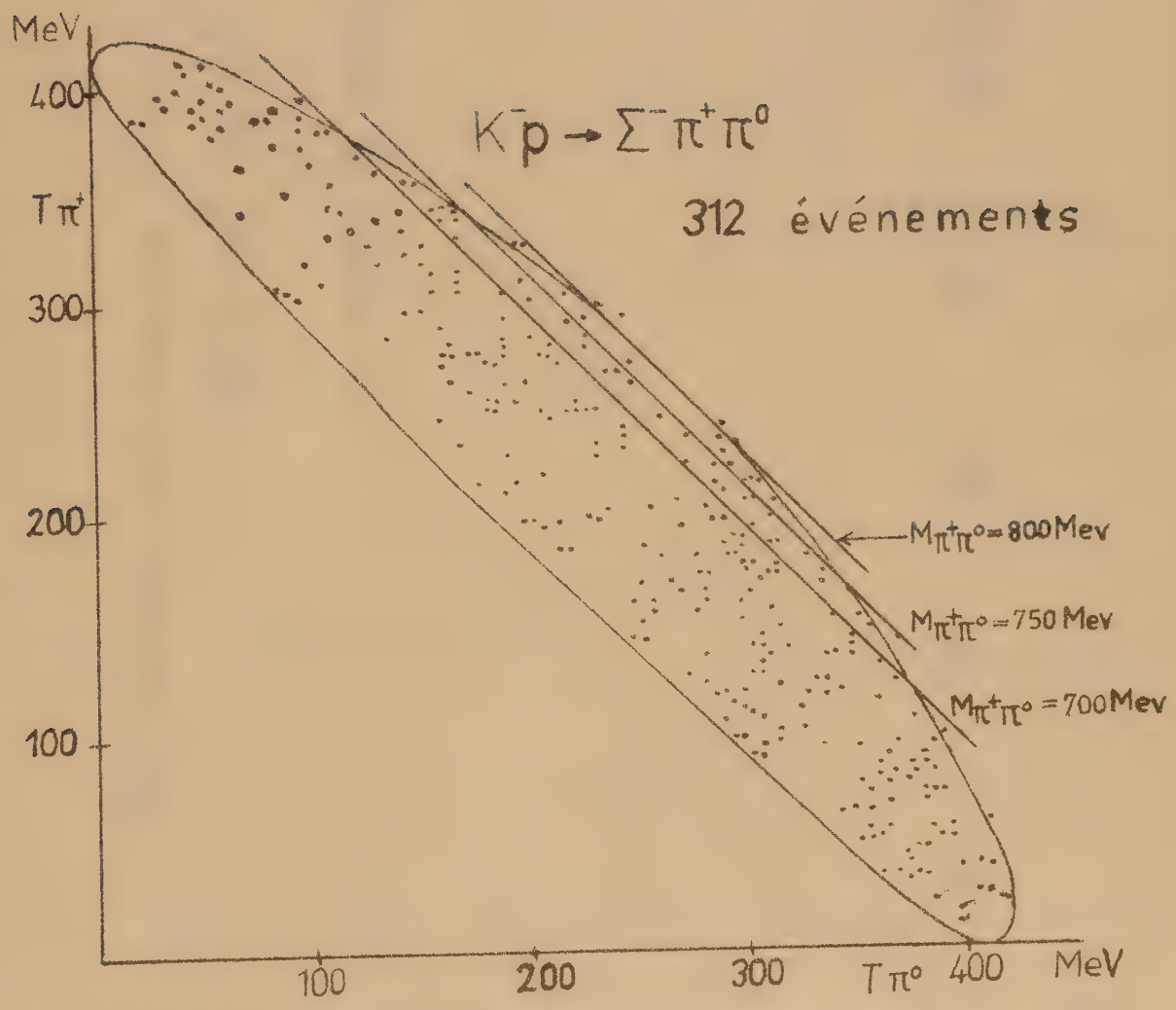

MeV
400
$T\pi^+$
300
200
100
$K^-p \rightarrow \Sigma^-\pi^+\pi^0$
312 événements
$M_{\pi^+\pi^0} = 800$ Mev
$M_{\pi^+\pi^0} = 750$ Mev
$M_{\pi^+\pi^0} = 700$ Mev
100
200
300
$T\pi^0$
400
MeV

Figure 17

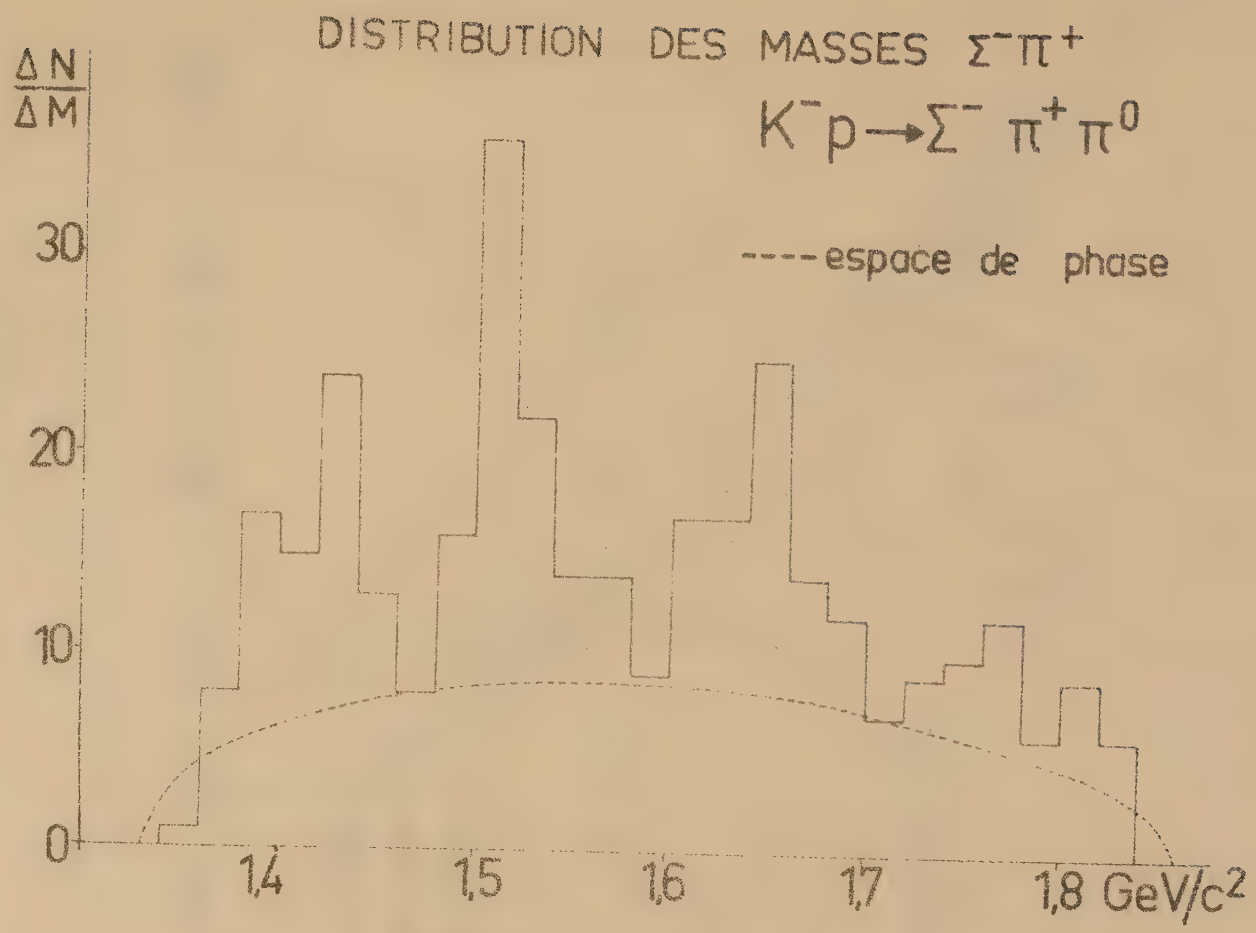

DISTRIBUTION DES MASSES $\Sigma^-\pi^+$
$K^-p \rightarrow \Sigma^- \pi^+ \pi^0$
----espace de phase
$\frac{\Delta N}{\Delta M}$
30
20
10
0
1,4
1,5
1,6
1,7
1,8 GeV/c²

Figure 18

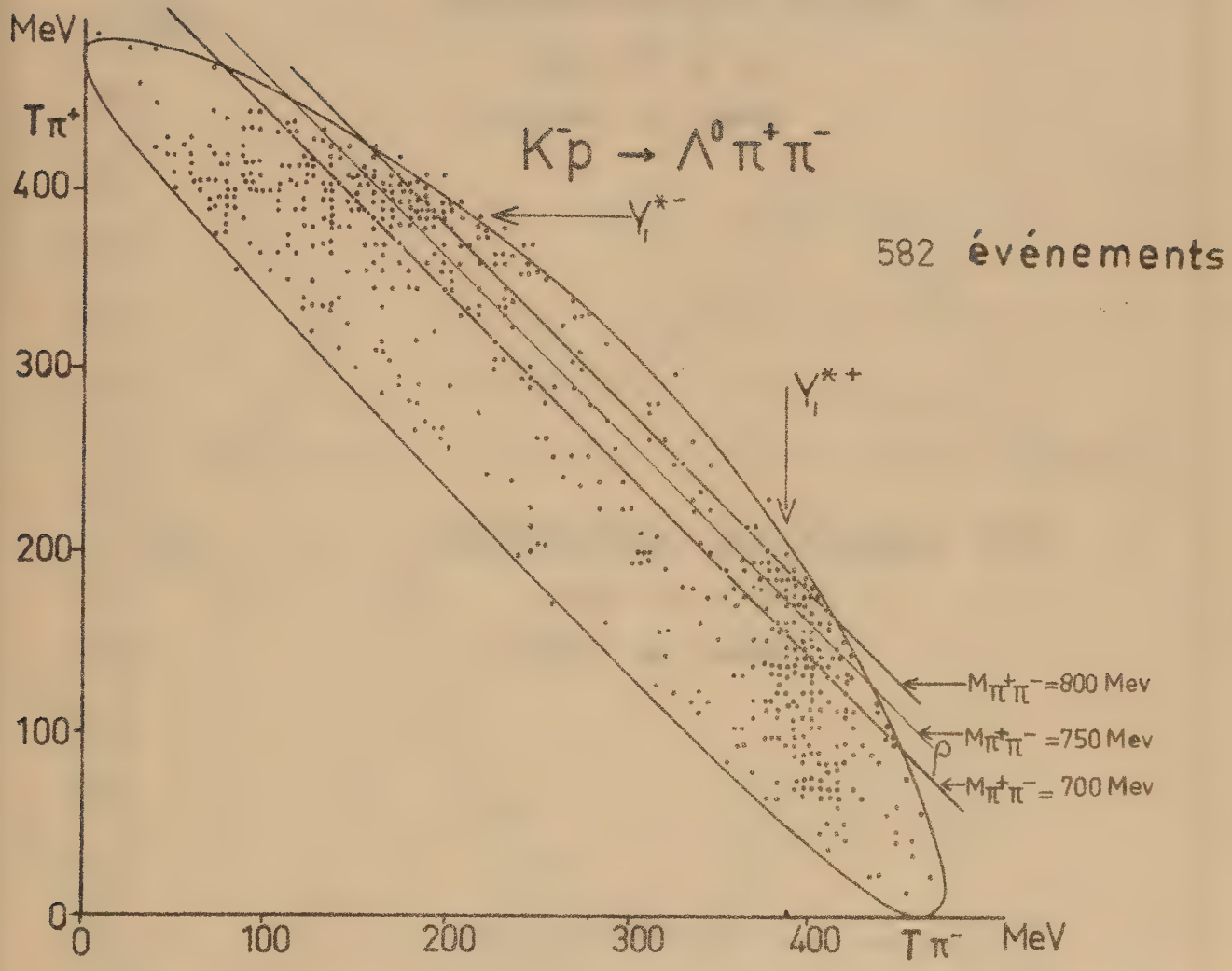

MeV
Tπ+
400
300
200
100
0
0
100
200
300
400
Tπ-
MeV
K⁻p → Λ⁰π⁺π⁻
Y₁*⁻
582 événements
Y₁*⁺
Mπ+π- =800 Mev
Mπ+π- =750 Mev
ρ
Mπ+π- = 700 Mev

Figure 19

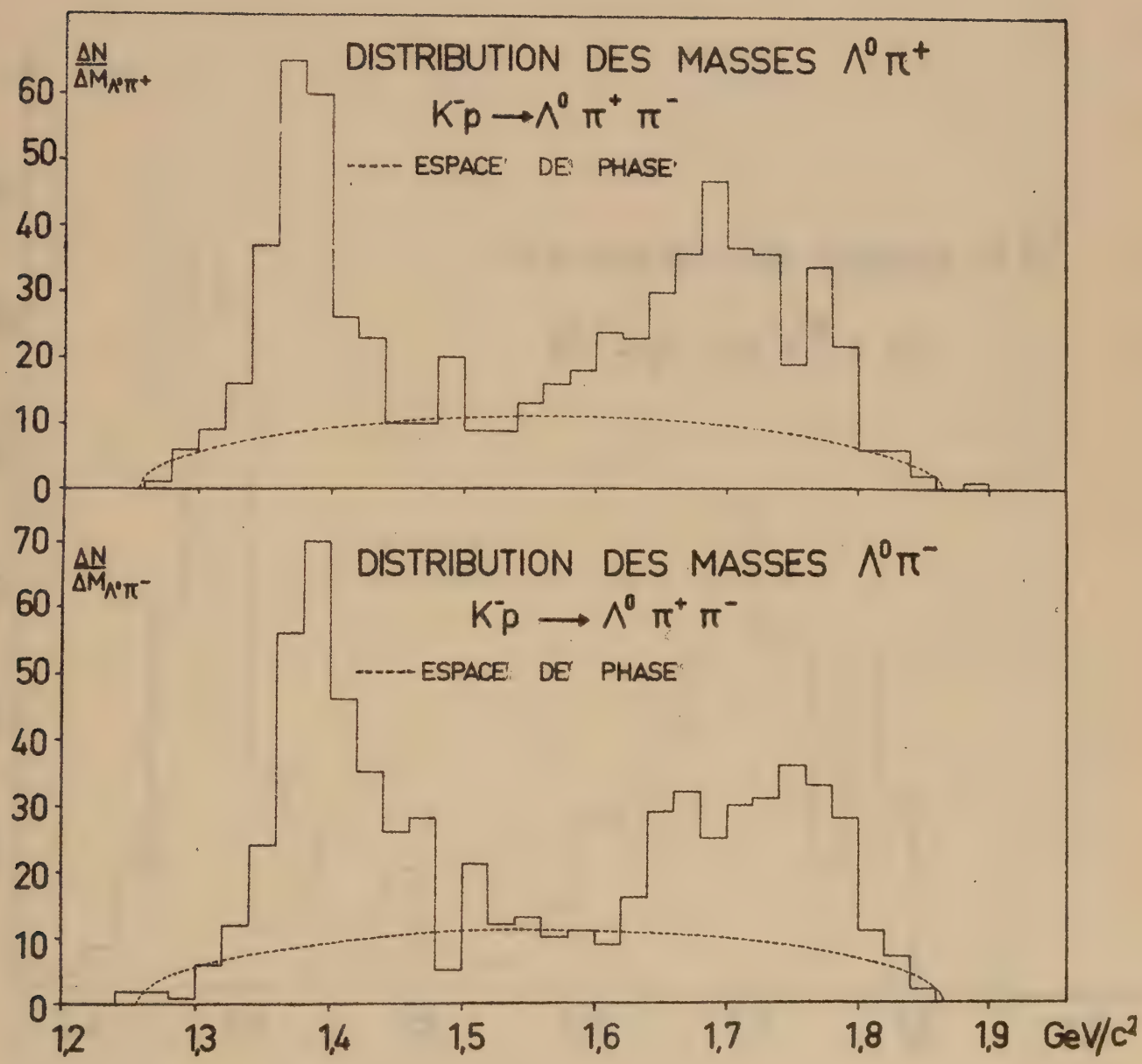

DISTRIBUTION DES MASSES $\Lambda^0\pi^+$
$K^-p \rightarrow \Lambda^0\pi^+\pi^-$
ESPACE DE PHASE
$\frac{\Delta N}{\Delta M_{\Lambda^0\pi^+}}$
DISTRIBUTION DES MASSES $\Lambda^0\pi^-$
$K^-p \rightarrow \Lambda^0\pi^+\pi^-$
ESPACE DE PHASE
$\frac{\Delta N}{\Delta M_{\Lambda^0\pi^-}}$
0
10
20
30
40
50
60
70
1,2
1,3
1,4
1,5
1,6
1,7
1,8
1,9
GeV/c²

Figure 20

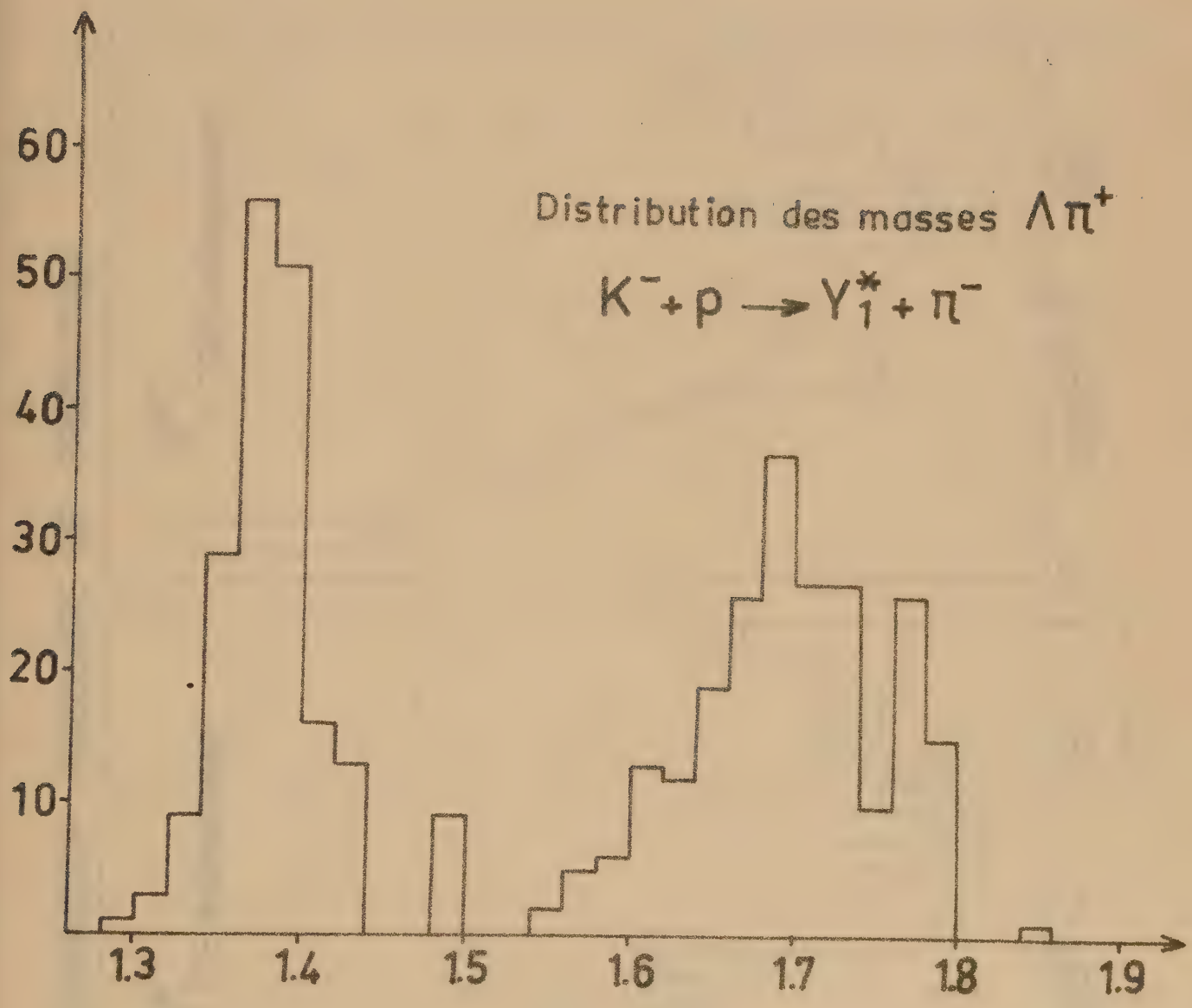

Distribution des masses $\Lambda\pi^+$
$K^- + p \rightarrow Y_1^* + \pi^-$
60
50
40
30
20
10
1.3
1.4
1.5
1.6
1.7
1.8
1.9

Figure 21

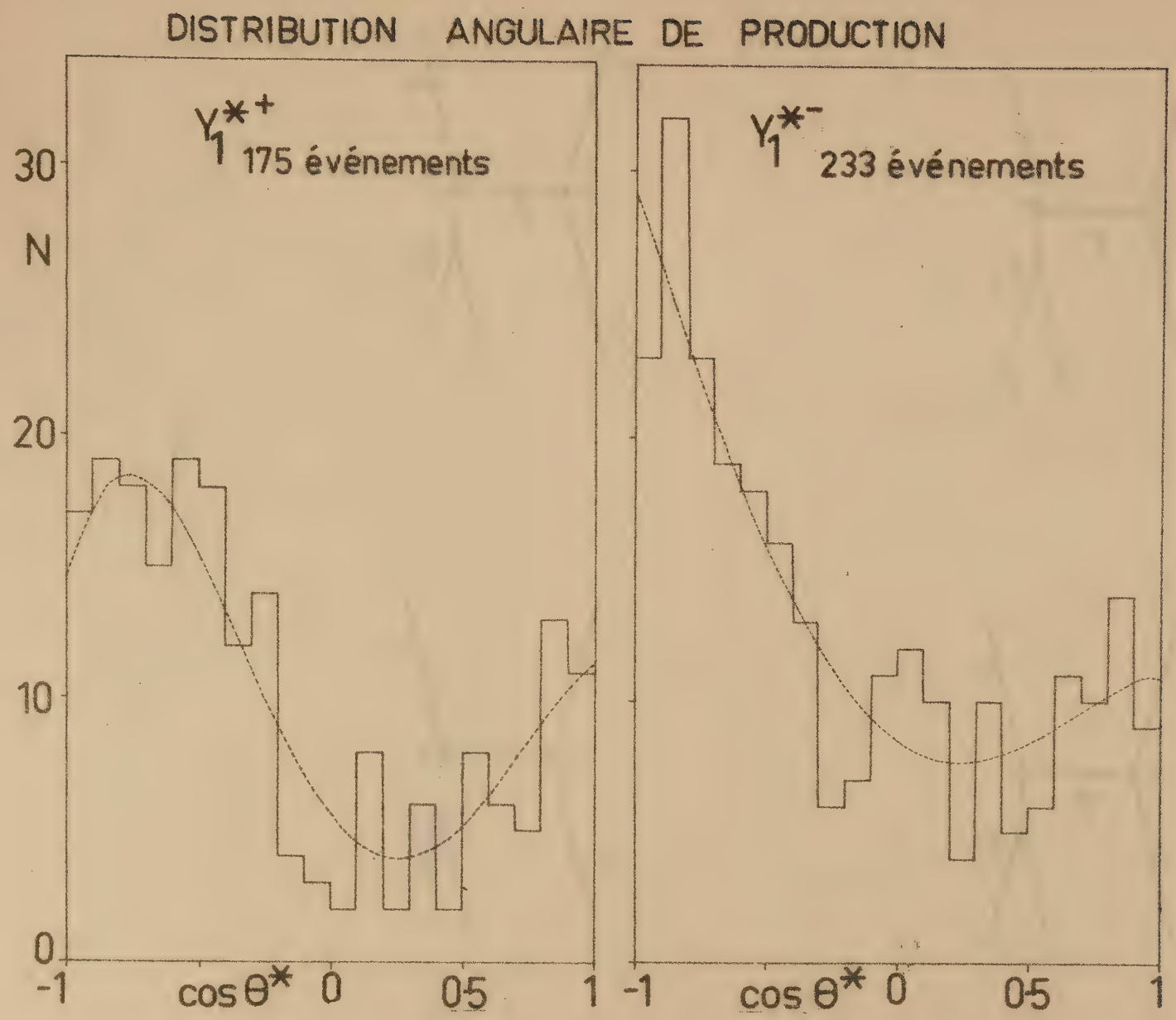

DISTRIBUTION ANGULAIRE DE PRODUCTION
Y_1^{*+}
175 événements
Y_1^{*-}
233 événements
N
30
20
10
0
-1
cos θ*
0
0·5
1
-1
cos θ*
0
0·5
1

Figure 22

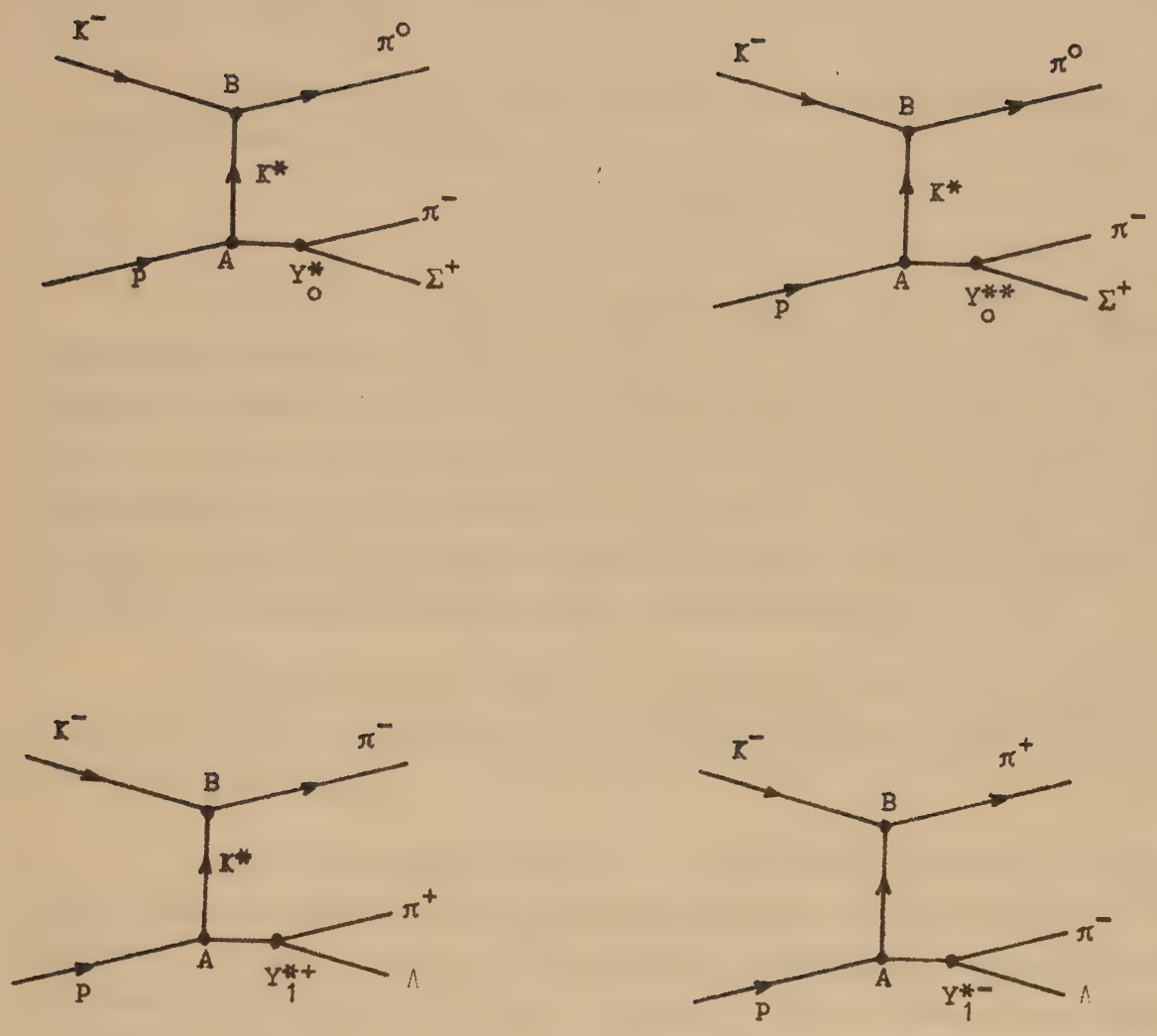


Figure 23

D'après le diagramme de DALITZ, il ne semble pas y avoir production de ρ^+. De toute manière, comme l'échantillon des événements ($\Sigma^- \pi^+ \pi^0$) est fortement biaisé, aucune estimation quantitative n'a été faite.

III) PRODUCTION $K^- + p \rightarrow \Lambda \pi^+ + \pi^-$.

La résonance Y_1^* a été observée dans ses états de charge positive et négative dans la réaction

$$K^- + p \rightarrow \Lambda + \pi^+ + \pi^-$$

D'après le diagramme de DALITZ (figure 19), il n'y a aucune concentration d'événements qui indiquerait la production de ($\rho^0 + \Lambda$). Les figures 20 représentent les distributions des masses effectives ($\Lambda \pi^+$) et ($\Lambda \pi^-$). La courbe de l'espace de phase a été ajustée de manière qu'elle rende compte de la distribution expérimentale $dN/dM_{\Lambda \pi^+}$ pour 1,46 GeV $\leq M_{\Lambda\pi^+} \leq$ 1,56 GeV. La figure 21 donne la distribution des masses $\Lambda \pi^+$ lorsqu'on a soustrait les événements non résonnants.

L'ajustement est basé sur 53 événements d'où une erreur statistique de 13,74 %. Le tableau N° 18 donne le pourcentage des contributions des différents canaux.

Comme les nombres de Y_0^{*+} et de Y_1^{*-} sont comparables, l'hypothèse d'une production périphérique avec échange d'un méson de charge $Q < 2$ est à écarter. En effet, seul le Y_1^{*+} peut être produit par l'échange d'une particule, par exemple le K^* qui conserve tous les nombres quantiques caractéristiques, des interactions fortes. Pour produire des Y_1^{*-}, il faudrait échanger soit deux particules, soit une particule avec $Q = 2$, $B = 0$ ou encore $Q = 1$, $B = 1$; ainsi un nombre comparable de Y_1^{*+} et Y_1^* permet de rejeter l'hypothèse de la production périphérique (figure 21) avec échange d'une particule entre K^- incident et le proton.

Ces résultats sont d'ailleurs confirmés par les distributions angulaires de production des Y_1^{**} et Y_1^{*-}, car les pics en arrière ne sont

comme l'échantillon des événements ($Z^- \pi^- \pi^+$) sur
estimation quantitative n'a été faite.

III) [illegible]

[illegible] de manière qu'elle
[illegible] pour 1.46 GeV
GeV. La figure 21 donne la distribution des masses $\Lambda \pi^+$
$\Lambda \pi^+$

[illegible] événements sur base un 33 événements d'où une erreur statis-
X. Le tableau N° 14 donne le pourcentage des contributions

Comme les noyaux de Y_0^{*+} et de Y_1^{*-} sont comparables, l'hypothèse
duction périphérique avec échange d'un méson de charge $Q < 2$ est

deux particules, soit une particule avec $Q = 2$, $B = 0$ ou
$Q = 1$, $B = 1$; ainsi un noyau comparable de Y_1^{*+} et Y_1^{*} permet de
thèse de la production périphérique (figure 21) avec échange

Des résultats sont d'ailleurs confirmés par les distributions
e de production des Y_1^{*+} et Y_1^{*-}, car les plus en arrière ne sont

pas assez importants pour justifier l'hypothèse de chocs périphériques (figure 21).

IV) CONCLUSIONS.

Grâce à l'équipement du C.E.R.N., cette expérience a permis de déterminer les sections efficaces partielles de production, basées sur une très grande statistique, c'est à dire 8712 événements observés pendant le dépouillement. Ces sections efficaces n'étaient pas déterminées lorsque ce travail a été fait pour des K^- ayant une impulsion de 1,450 GeV/c.

Les sections efficaces partielles, calculées dans ce travail apportent une information expérimentale supplémentaire, concernant la production des particules par interactions fortes. Une étude systématique de la production par réaction K^-p en fonction de l'impulsion incidente permettrait peut-être une compréhension plus grande des interactions fortes et par là même, de tester certains modèles théoriques.

Certaines de ces données et notamment les sections efficaces de production à deux corps où le problème est le plus simple, peuvent être utilisées pour comparer les valeurs expérimentales avec celles déduites de la symétrie unitaire (SU_3) *.

A titre comparatif, le tableau suivant donne quelques sections efficaces partielles de J. BUTTON et al (22) pour des K^- d'impulsions voisines de 1,51 GeV/c qui sont en bon agrément avec les valeurs trouvées ici.

---

* L'étude systématique des sections efficaces expérimentales mésons baryons, en vue de la comparaison avec les prédictions faites par SU_3 est faite par M. HARARI (WEIZMANN INSTITUT of SCIENCE).

	BUTTON et al	Ce travail
$\Lambda\,\pi^+\,\pi^-$	1,4 ± 0,3	1,51 ± 0,16
$\Sigma^+\,\pi^-\,\pi^o$	0,93 ± 0,07	1,11 ± 0,12
$\Sigma^-\,\pi^+\,\pi^o$	0,93 ± 0,07	n'est pas calculé
$\Sigma^+\,\pi^+\,\pi^-\,\pi^-$	0,25 ± 0,01	0,21 ± 0,03
$\Sigma^-\,\pi^-\,\pi^+\,\pi^+$	0,25 ± 0,01	0,14 ± 0,02

Une remarque peut encore être faite. La section efficace $\overline{K}^o$+ neutres est très élevée (σ < 4,50 mb) . Ceci peut s'expliquer par le fait que l'on n'a pas divisé ces deux groupes dans leurs nombreuses sous-catégories.

La troisième partie de ce travail a permis de connaître le pourcentage de Y^*_o et Y^{**}_o produits par le canal

$$K^- + p \rightarrow \Sigma^+ + \pi^- + \pi^o$$

Ici encore, ces données expérimentales obtenues en négligeant le terme d'interférence, peuvent être utilisées pour une étude systématique de la production des résonances Y^*_o Y^{**}_o. D'autre part, on a aussi pu confirmer dans ce même canal, l'existence de la résonance Y^*_1 (1660) découverte par ALVAREZ et al, il y a quelques mois.

Malheureusement, par suite de la mauvaise discrimination entre les réactions produisant des K^- et Σ^-, il n'a pas été possible de donner des résultats quantitatifs quant à la production des Y^*_o et Y^{**}_o avec $\Sigma^-\,\pi^+\,\pi^o$ comme produits finals. On peut toutefois affirmer que dans la réaction

	BUTTON et al	Ce travail
$\Lambda^{\circ}\pi^{-}$	[illegible]	[illegible]
$\Sigma^{-}\pi^{+}$	$0,93 \pm 0,07$	$1,11 \pm 0,12$
$\Sigma^{-}\pi^{+}\pi^{-}$	[illegible]	[illegible]
$\Sigma^{+}\pi^{+}\pi^{-}\pi^{-}$	$0,25 \pm 0,01$	$0,21 \pm 0,03$
$\Sigma^{-}\pi^{-}\pi^{+}\pi^{+}$	$0,25 \pm 0,01$	$0,14 \pm 0,02$

Une remarque peut encore être faite. La section efficace $K^{-}p$ neu[illegible] fait [illegible] [illegible] [illegible]

$$K^- + p \rightarrow \Sigma^- + \pi^+ + \pi^0$$

il y a production des résonances Y_0^*, Y_0^{**} et Y_1^* (1660), mais qu'il ne semble pas y avoir production de p contrairement au cas

$$K^- + p \rightarrow \Sigma^+ + \pi^+ + \pi^-$$

Toutefois, ce fait ne doit pas être pris trop sérieusement, car l'échantillon des événements $\Sigma^- + \pi^+ + \pi^0$ est fortement biaisé.

Une partie des Y_0^* et Y_0^{**} est produite par interaction périphérique, ce qui est clairement mis en évidence par les distributions angulaires de production des résonances. Le même travail a été fait avec les résonances Y_1^* (1385) dans ses deux états de charge, observées dans le canal

$$K^- + p \rightarrow \Lambda + \pi^+ + \pi^-$$

Ici aussi, il n'y a pas production de ρ. Ce fait mérite d'être souligné, car aucune loi de conservation n'interdit cette production. L'hypothèse de la production périphérique des Y_1^* (1385) est à écarter, puisqu'il y a un nombre sensiblement égal de Y_1^{**} et Y_1^*.

A P P E N D I C E A.

RELATION DE RECURRENCE ENTRE F_n ET F_{n-1}.

Démontrons la relation de récurrence établie par SUDARSHAN. Pour cela, introduisons quelques nouvelles notations. Soit un système de n particules, chacune ayant une masse m_i, une énergie e_i et l'impulsion p_i. E_n et $\vec{p}_n$ sont respectivement l'énergie et l'impulsion totale de ces n particules. La masse effective de k particules parmi ces n est symbolisée par M_k. Lorsqu'on utilisera le système du centre de masse des n particules, $E_n = M_n$ et $\vec{p}_n = \vec{0}$.

Le facteur d'espace de phase peut s'écrire :

$$F_n(M_n, \vec{0}; m_1, \dots m_n) = \int \frac{d\vec{p}_1}{2e_1} \dots \frac{d\vec{p}_n}{2e_n} \delta^3(\sum_{i=1}^{n} \vec{p}_i)\delta(\sum_{i=1}^{n} e_i - M_n)$$

ou encore

$$F_n(\quad) = \int \frac{d\vec{p}_n}{2e_n} \int \frac{d\vec{p}_1}{2e_1} \dots \frac{d\vec{p}_{n-1}}{2e_{n-1}} \delta^3\left((\sum_{i=1}^{n} \vec{p}_i) + \vec{p}_n\right)\delta(\sum_{i=1}^{n} e_i - (M_n - e_n)\Big)$$

et

$$F_n(M_n, \vec{0}, m_1, \dots m_n) = \int \frac{d\vec{p}_n}{2e_n} F_{n-1}(M_n - e_n, -\vec{p}_n; m_1, \dots m_{n-1})$$

Le quadri-vecteur $(M_n - e_n, -\vec{p}_n)$ définit l'énergie et l'impulsion totale des (n-1) particules de masse m_1, $m_2 \dots m_{n-1}$. Le module de ce quadri-vecteur n'est autre que la masse effective des (n-1) particules, puisque :

A P P E N D I C E

RELATION DE RECURRENCE ENTRE F_n ET F_{n-1}.

Démontrons la relation de récurrence établie par [illegible]. Pour [illegible] introduisons quelques nouvelles notations, [illegible] de n particules, chacune ayant une masse m_i, une énergie e_i et l'impulsion p_i ; M_n et $\vec{P}_n$ sont respectivement l'énergie et l'impulsion totale de ces n particules. La masse effective de n particules permet ces n est [illegible] par M_n. Lorsqu'on utilisera le système du centre de masse des n particules, $M_n - M_n$ et $\vec{P}_n = \vec{0}$.

Le facteur d'espace de phase peut s'écrire :

$$F_n(M_n, \vec{0}; m_1, \ldots, m_n) = \int \frac{d\vec{p}_1}{2e_1} \cdots \frac{d\vec{p}_n}{2e_n} \delta^3\left(\sum_{i=1}^{n} \vec{p}_i\right) \delta\left(\sum_{i=1}^{n} e_i - M_n\right)$$

on écrit

$$F_n(\ldots) = \int \frac{d\vec{p}_n}{2e_n} \int \frac{d\vec{p}_1}{2e_1} \cdots \frac{d\vec{p}_{n-1}}{2e_{n-1}} \delta^3\left(\sum_{i=1}^{n} \vec{p}_i\right) \delta\left(\sum_{i=1}^{n} e_i - M_n\right)$$

et

$$F_n(M_n, \vec{0}; m_1, \ldots, m_n) = \int \frac{d\vec{p}_n}{2e_n} F_{n-1}(M_n - M_n, \vec{P}_n; m_1, \ldots, m_{n-1})$$

Le quadri-vecteur $(M_n - M_n, \vec{P}_n)$ définit l'énergie et l'impulsion totale des $(n-1)$ particules de masse $m_1, m_2, \ldots, m_{n-1}$. Le module de ce quadri-vecteur a été [illegible] que la masse effective des $(n-1)$ particules, puisque :

$$M_{n-1}^2 = (e_1 + e_2 + \dots e_{n-1})^2 - (\vec{p}_1 + \dots \vec{p}_{n-1})^2 = (M_n - e_n)^2 - (\vec{p}_n)^2$$

On peut donc en particulier, évaluer F_{n-1} dans le système du centre de masse des (n-1) particules, d'où la relation de récurrence :

$$\boxed{F_n(M_n, \vec{0}; m_1, \dots m_n) = \int \frac{d\vec{p}_n}{2e_n} F_{n-1}(M_{n-1}, \vec{0}; m_1, m_2, \dots m_{n-1})}$$

Comme F_{n-1} ne dépend de p_n que par son module, on peut aussi écrire :

$$F_n(M_n, \vec{0}; m_1 \dots m_n) = 2\pi \int \frac{|\vec{p}_n^2| d|\vec{p}_n|}{e_n} F_{n-1}(\quad) = 2\pi \int |\vec{p}_n| de_n \, F_{n-1}(\quad)$$

CALCUL DE F_2.

Pour utiliser la relation de récurrence, il faut calculer F_2

$$F_2(M_2, \vec{0}, m_1 m_2) = \int \frac{d\vec{p}_1}{2e_1} \frac{d\vec{p}_2}{2e_2} \delta^3(\vec{p}_1 + \vec{p}_2) \delta(M_2 - e_1 - e_2)$$

Intégrons par rapport à $|\vec{p}_2|$

$$F_2(\quad) = \pi \int \frac{|\vec{p}_1^2| d|\vec{p}_1|}{e_1 \; e_2} \delta(M_2 - e_1 - e_2) = \pi \int \frac{|\vec{p}_1| de_1}{e_2} \delta(M_2 - e_1 - e_2)$$

e_2 est maintenant une fonction de $|\vec{p}_1|$

$$e_2^2 = m_2^2 + |\vec{p}_1^2|$$

$$= m_2^2 + e_1^2 - m_1^2 \qquad \text{(puisque } |\vec{p}_2| = -|\vec{p}_1|\text{)}$$

$$= m_2^2 + c_1^2 - r_1^2 \qquad \text{(puisque } |\vec{a}_2| = -|\vec{a}_1| \text{)}$$

Pour résoudre la dernière intégrale, posons :

$$x = e_1 + e_2 = e_1 + \sqrt{e_1^2 + m_2^2 - m_1^2}$$

$$dx = de_1 + \frac{e_1\, de_1}{\sqrt{e_1^2 + m_2^2 - m_1^2}} = de_1 \frac{M_2}{e_2}$$

et

$$F_2 = \pi \int \frac{|\vec{P}_1|}{M_2}\, dx\, \delta\,(M_2 - x) = \pi \frac{|\vec{P}_1|}{M_2}$$

Or

$$E_1 = \frac{M_2^2 + m_1^2 - m_2^2}{2\, M_2}$$

d'où

$$|\vec{P}_1^2| = \left(\frac{M_2^2 + m_1^2 - m_2^2}{2\, M_2}\right)^2 - m_1^2$$

et

$$F_2(M_2, \vec{O}, m_1, m_2) = \frac{\pi}{2}\, \frac{\sqrt{M^2 - (m_1 - m_2)^2}\,\sqrt{M^2 - (m_1 + m_2)^2}}{M^2}$$

<u>AUTRE MANIERE D'ECRIRE LA RELATION DE RECURRENCE.</u>

On a vu que :

$$M_{n-1}^2 = (M_n - e_n)^2 - |\vec{P}_n^2| = M_n^2 - 2\, e_n\, M_n + m_n^2$$

d'où :

$$de_n = -\frac{1}{2M_n}\, d(M^2_{n-1})$$

et

$$F_n(M_n, \vec{0}, m_1, \dots m_n) = \pi \int \frac{|\vec{p}_n|}{M_n} d^2(M_{n-1}^2) F_{n-1}(M_{n-1}, \vec{0}, m_1, \dots m_{n-1})$$

or

$$\frac{|\vec{p}_n|}{M_n} = \sqrt{\frac{e_n^2 - m_n^2}{M_n}}$$

mais comme :

$$M_{n-1}^2 = M_n^2 + m_n^2 - 2\, e_n\, M_n$$

on a

$$\frac{|\vec{p}_n|}{M_n} = \frac{\sqrt{\dfrac{M_n^2 + m_n^2 - M_{n-1}^2 - m_n^2}{2\, M_n}}}{M_n} = \sqrt{\frac{(M_n^2 + m_n^2 - M_{n-1}^2)^2 - 4\, M_n^2\, m_n^2}{2\, M_n^2}}$$

$$= \sqrt{\frac{\left\{(M_n - m_n)^2 - M_{n-1}^2\right\}\left\{(M_n + m_n)^2 - M_{n-1}^2\right\}}{2\, M_n^2}}$$

$$= \frac{\left\{(M_n^2 - (m_n + M_{n-1})^2\right\}\left\{M_n^2 - (M_{n-1} - m_n)^2\right\}^{1/2}}{2\, M_n^2}$$

<u>AUTRE MANIERE D'ECRIRE LA RELATION DE RECURRENCE.</u>

On a vu que :

$$M_{n-1}^2 = (M_n - e_n)^2 - |\vec{p}_n|^2 = M_n^2 - 2\, e_n\, M_n + m_n^2$$

d'où :

$$d\, e_n = - \frac{1}{2 M_n} \; d\,(M_{n-1}^2)$$

et $$F_n(M_n, \vec{0}, m_1, \dots m_n) = \pi \int \frac{P_n}{M_n} \, d^2(M_{n-1}^2) F_{n-1}(M_{n-1}, \vec{0}, m_1, \dots m_{n-1})$$

or $$\frac{|\vec{P}_n|}{M_n} = \frac{e_n^2 - m_n^2}{M_n}$$

mais comme :

$$M_{n-1}^2 = M_n^2 + m_n^2 - 2\, e_n\, M_n$$

on a

$$\frac{|\vec{P}_n|}{M_n} = \frac{\dfrac{M_n^2 + m_n^2 - M_{n-1}^2}{2 M_n} - m_n^2}{M_n} = \frac{(M_n^2 + m_n^2 - M_{n-1}^2)^2 - 4 M_n^2 m_n^2}{2 M_n^2}$$

$$= \frac{\left\{(M_n - m_n)^2 - M_{n-1}^2\right\} \left\{(M_n + m_n)^2 - M_{n-1}^2\right\}}{2 M_n^2}$$

$$= \frac{\left\{[M_n^2 - (m_n + M_{n-1})^2]\, [M_n^2 - (M_{n-1} - m_n)^2]\right\}^{1/2}}{2 M_n^2}$$

d'où finalement :

$$\frac{|\vec{p}_n|}{M_n} = F_2\,(M_n,\ \vec{0},\ m_n,\ M_{n-1})$$

et

$$\boxed{F_n(M_n,\ \vec{0},\ m_1,\ \ldots\ m_n) = \int d(M^2_{n-1})F_2(M_n,\ \vec{0};\ m_n,\ M_{n-1})F_{n-1}(M_{n-1},\ \vec{0},\ m_1,\ldots m_{n-1})}$$

CALCUL DE $\dfrac{dF_3}{d(M_2^2)}$

C'est cette distribution qui nous intéresse dans ce travail, pour mettre en évidence les résonances pion-hypéron. (Dans le texte, cette distribution a été désignée par dF_3/dM^2_{ij}.

$$F_3(M_3,\ \vec{0},\ m_1,\ \ldots\ m_3) = \int d(M_2^2)F_2(M_3,\ \vec{0},\ m_3, M_2)F_2(M_2,\ \vec{0},\ m_1,\ m_2)$$

et

$$\frac{dF_3}{d(M_2^2)} = F_2(M_3,\ \vec{0},\ m_3,\ M)F_2(M_2,\ \vec{0},\ m_1,\ m_2)$$

d'où :

$$\frac{dF_3}{d(M_2^2)} = \frac{\pi^2}{4}\ \frac{\left\{(M_3^2-(m_3-M_2)^2)(M_3^2-(m_3+M_2)^2)(M_2^2-(m_1-m_2)^2(M_2^2-(m_1+m_2)^2\right\}^{1/2}}{M_3^2\qquad M_2^2}$$

R E F E R E N C E S

(1) H.B. WATSON, M. FERRO-LUZZI and R.D. TRIPP.
"ANALYSIS OF $Y_0^*(1520)$ AND DETERMINATION OF THE Σ PARITY"
U.C.R.L. 10542, (1963).

(2) O. CHAMBERLAIN, K.M. CROWE, D. KEEFE, L.T. KERTH, A. LEMONIK, Tin MAUNG and T.F. ZIPF
Phys. Rev. 125, 1696 (1962)

(3) H.C. BUNOWS, D.O. CALDWELL, D.H. FRISCH, D.A. HILL, D.M. RILSON and R.A. SCHLUTER
Phys. Rev. Letters. 2, 117 (1959)

(4) V. COOK, B. CORK, T.F. HOANG, D. KEEFE, L.T. KERTH, W.A. WENZEL and T.F. ZIPF
Phys. Rev. 123, 320 (1961)

(5) L. ALVAREZ et al.
Proceedings of the International Conference on High.En. Phys. KIEV (1959)

(6) P.L. BASTIEN and J.P. BERGE
Phys. Rev. Letters. 10, 188 (1963)

(7) W. GRAZIANO and S.G. WOJCIKI
Phys. Rev. 128, 1868 (1962)

(8) A.N. DIDDENS et al.
BNL. 6962, (1963) (submitted to Phys. Rev.)

(9) E.F. BEALL, W. HOLLEY, D. KEEFE, L.T. KERTH, J.J. THRESHER, C.L. WANGAND, W.A. WENZEL.
Proceedings of the Internationale Conf. on High En. Phys. C.E.R.N. 1962, p. 368

(10) R.W. BIRGE, D.H. PERKINS, J.R. PETERSON, D.H. STORK and M.N. WHITEHEAD
Nuovo Cimento. 4, 834 (1956)

(11) H. BRUIN, D.J. HOLTHUIZEN and B. JONGEJANS
Nuovo Cimento. 9, 422 (1958)

(12) G. ALEXANDER, R.H.W. JONSTON and C. O'CEALLAIGH
Nuovo Cimento. 6, 478 (1957)

(13) S. TAYLOR, G. HARRIS, J. OREAR, J. LEE and P. BAUMEL
Phys. Rev. 114, 359 (1959)

(14) J.M. BOGGILD, K.H. HANSEN, J.E. HOOPER and M. SEHARFF
Nuovo Cimento. 19, 621 (1961)

(15) B.P. ROE and D. SINCLAIR
Phys. Rev. Letters. 7, 346 (1961)

(16) W. BECKER et al.
Valeur non publiée, mais donnée par F.S. CRAWFORD dans :
Proceedings of the International Conference on High En. Physics
C.E.R.N. (1962) p. 827

(17) W. HUMPHREY and R.R. ROSS
Phys. Rev. 127, 1305 (1962)

(18) H.B. WATSON, M. FERRO-LUZZI and R.D. TRIPP
Analysis of Y_0^* (1520) and determination of the $\Sigma\Lambda$ parity.
U.C.R.L. 10542 (1963) (appelée aussi référence 1)

(19) F.L. BASTIEN and J.P. BERGE
Phys. Rev. Letters. 10, 188 (1963)

(20) W. GRAZIANO and S.G. WOJCIKI
Phys. Rev. 128, 1868 (1962) (appelée aussi référence 7)

(21) M. FERRO-LUZZI, F.T. SOLMITZ and M.L. STEVENSON
Proceedings of the International Conference on High En. Physics
C.E.R.N. p. 376 (1962)

[illegible] PERKINS, J.K. PETERSON, D.H. STORK and M.F. WHITEHEAD
[illegible] 634 (1956)

H. LEHIN, D.J. HOLTHUIZEN and B. JONGEJANS
[illegible]

G. ALEXANDER, R.M.W. JONSTON and C. C. CEALLAISH
Nuovo Cimento, 5, 473 (1957)

[illegible]

(14) J.M. BOGGILD, K.H. HANSEN, T.E. HOOPER and M. SHARFF
[illegible]

(15) B.P. RÆ and D. SINCLAIR
Phys. Rev. Letters, 7, 346 (1961).

(16) W. BECKER et al.
Valeur non publiée, mais donnée par F.S. CRAWFORD dans :
Proceedings of the International Conference on High En. Physics
C.E.R.N. (1962) p. 827

[illegible] W. HUMPHREY and R.R. ROSS
[illegible]

[illegible] H.B. WATSON, M. FERRO-LUZZI and F.P. PHILIP
[illegible]
U.C.R.L. 10524 (1963) (appelée aussi référence 1)

[illegible]

[illegible] W. GRAZIANO and S.G. WOJCIKI
Phys. Rev. 126, 1868 (1962) (appelée aussi référence 7)

[illegible] M. FERRO-LUZZI, F.T. COLMITZ and M.L. STEVENSON
[illegible]

(22) J. BUTTON-SCHAFER, D. HURWE and J.J. MURRAY
Proceedings of the Internationale Conference on High En. Phys. C.E.R.N. p. 303 (1962)

(23) M.H. ALSTON, L.W. ALVAREZ, M. FERRO-LUZZI, A.H. ROSENFELD, H.K. TICHO and S.G. WOJCIKI
Proceedings of the Internationale Conference on High En. Phys. C.E.R.N. p. 311 (1962)

(25) W.A. COOPER et al.
Contribution to SIENNA Conference p. 298 (1963)

(26) P.E. SCHLEIN, D.D. CARMONY, G.M. PJERROU, W.E. SLATER, D.H. STORK and H.K. TICHO
Phys. Rev. Letters. 11, 167 (1963)

(27) L. BERTANZA, W. BRISSON, P.L. SENNOLY and E.L. HART
Proceedings of the Internationale Conference on High En. Phys. C.E.R.N. p. 279 (1962)

(28) L. BERTANZA, W. BRISSON, P.L. SENNOLY and E.L. HART
Proceedings of the Internationale Conference on High En. Phys. C.E.R.N. p. 284 (1962)

(29) R.K. ADAIR.
Rev. Mod. Phys. 33, 406 (1961)

(30) - Praktische Mathematik für Ingenieure u. Physiker. R. ZURMÜHL, Springer Verlag
- Probabilités erreurs, E. BOREL et al. Collection Armand COLIN
- Kinematic Analysis of Bubble Chamber Events, R. BÖCK. C.E.R.N. 61-29
- Application of a generalized Method of least Squares for Kinematical Analysis of tracks in Bubble Chambers, R. BÖCK 60-30

REMERCIEMENTS

Je remercie Monsieur le Professeur FILTHUTH et lui exprime ma profonde reconnaissance pour m'avoir accueilli dans son groupe au C.E.R.N. où il m'a donné toute l'aide nécessaire pour mener à bien ce travail.

Je voudrais également exprimer ma profonde gratitude à Monsieur le Professeur CÜER, Directeur du Laboratoire de Physique Corpusculaire auquel j'appartiens, qui, par son aide scientifique, son soutien constant, m'a permis de présenter cette thèse.

Monsieur le Professeur ROSSEL a dirigé mes premiers pas dans la recherche à NEUCHATEL où ses cours de Physique Spéciale m'ont donné le goût du travail scientifique. Je lui en suis très reconnaissant et le remercie pour les nombreux conseils qu'il a bien voulu me donner pendant la rédaction de ce travail.

J'exprime mes remerciements à tous les membres du jury, MM. ROSSEL, CÜER, FILTHUTH et ZANGGER pour leurs conseils qui m'ont permis de donner cet aspect final à mon travail.

Enfin, je remercie le Dr. W.A. COOPER ainsi que le Dr. H. BRAUN pour leurs nombreuses remarques et critiques constructives concernant la rédaction du manuscrit.

Je remercie M. G. ATZENHOFFER qui m'a facilité les tâches administratives, Mme M.C. NORTH de l'aide soigneuse et efficace qu'elle a apportée à l'impression de ce travail, et M. R. HUCK pour la reproduction consciencieuse de ma thèse.

Je remercie enfin le C.E.R.N. et en particulier Monsieur le Professeur C. PEYROU pour l'hospitalité qu'il m'a accordée dans sa division.

[illegible]

Il [illegible] de [illegible] [illegible] [illegible]

TABLE DES MATIERES

Pages

INTRODUCTION THEORIQUE

CHAPITRE I. INTERACTIONS FORTES ..... 1 - 6

CHAPITRE II. RESONANCES PION - HYPERONS ..... 7 - 9

I) EXPRESSION THEORIQUE DE dN/dM_P^2 ..... 10 - 13
II) CAS OU n = 3 ..... 13 - 18
III) RESONANCES ..... 18 - 19
IV) INTERFERENCES ..... 20 - 23

REFERENCES 24

TRAVAIL EXPERIMENTAL 25 - 28

CHAPITRE I. DELIMINATION DES CARACTERISTIQUES DU FAISCEAU .. 29 - 30

I) DESINTEGRATION DES K^- PAR LE CANAL $K^- \rightarrow \mu^- + \nu$ 30 - 32
II) DETERMINATION DE L'IMPULSION DES K^- PAR LA DESINTEGRATION τ IMPULSION DEDUITE DE LA MESURE DES RAYONS DE COURBURE ..... 32 - 35
III) RESULTATS ..... 35 - 37

./...

Pages

CHAPITRE II. SECTIONS EFFICACES PARTIELLES ..... 38 - 40

I) CORRECTIONS DUES AUX PERTES DURANT LE DEPOUILLEMENT ... 40 - 42

II) CORRECTIONS DUES AU VOLUME FINI DE LA CHAMBRE ..... 43 - 46

III) CORRECTIONS DUES A LA DESINTEGRATION PAR LE MODE NEUTRE DES PARTICULES ETRANGES (Λ , Σ^o, $\overline{K}^o$, Ξ^o) ..... 47 - 48

IV) SECTIONS EFFICACES PARTIELLES ..... 49 - 57

CHAPITRE III. PRODUCTION DES RESONANCES Y_o^* (1405), Y_o^{**} (1520), Y_1^* (1385) ..... 58 - 60

I) PRODUCTION $K^- + p \rightarrow \Sigma^+ + \pi^- + \pi^o$ ..... 61 - 66

II) PRODUCTION $K^- + p \rightarrow \Sigma^- + \pi^+ + \pi^o$ ..... 66 - 68

III) PRODUCTION $K^- + p \rightarrow \Lambda \pi^+ + \pi^-$ ..... 68 - 69

IV) CONCLUSIONS ..... 69 - 71

A P P E N D I C E A

RELATION DE RECURRENCE ENTRE F_n ET F_{n-1}..... 72 - 77

R E F E R E N C E S ..... 78 - 80

R E M E R C I E M E N T S 81

CURRICULUM VITAE

Je suis né le 19 Avril 1932 à VOEKLINGEN (Sarre). Après des études primaires, secondaires et techniques à NEVERS, GRENOBLE et PARIS, j'ai obtenu en 1955 le diplôme d'Ingénieur de l'Ecole Spéciale de Mécanique et d'Electricité. (PARIS)

De 1955 à 1956, j'ai fait différents stages à SACLAY. A partir de 1956, j'ai suivi des cours à ZURICH, puis à l'Université de NEUCHATEL où j'ai successivement obtenu l'équivalence du diplôme de physicien puis la licence ès sciences. En 1958, j'ai commencé un travail de recherche à l'Institut de Physique de NEUCHATEL que j'ai dû interrompre en 1959 pour faire mon service militaire.

En 1961, je suis entré dans le groupe des Hautes Energies du Centre de Recherches Nucléaires de STRASBOURG (Physique Corpusculaire). A partir de 1962, j'ai été envoyé par mon Laboratoire, au C.E.R.N., où j'ai pris part à différentes expériences dans le département des chambres à traces.